THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE PROVENCE

AIX - MARSEILLE I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
mention SCIENCES PHYSIQUES

par

Takahiko OTANI

CONTRIBUTIONS A LA THEORIE DU SONAR A ONDE PULSEE

Soutenue le 29 juin 1972 devant la Commission d'Examen

MM. L. SIDERIADES — Président

R. BOUDET
C. GAZANHES
M. JESSEL
Th. VOGEL
— Examinateurs

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE PROVENCE

AIX - MARSEILLE I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
mention SCIENCES PHYSIQUES

par

Takahiko OTANI

CONTRIBUTIONS A LA THEORIE DU SONAR A ONDE PULSEE

Soutenue le 29 juin 1972 devant la Commission d'Examen

MM. L. SIDERIADES — Président

R. BOUDET
C. GAZANHES
M. JESSEL
Th. VOGEL
— Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PROVENCE

U.E.R. Scientifiques

Président : F. BOREL

Secrétaire général : C. MOYNAULT

PROFESSEURS

MM.	J. VALENSI	Mécanique expérimentale des fluides
	P. ROUARD	Physique générale
	P. DESNUELLE	Chimie biologique
	M. MERIGOUX	Physique industrielle
	C. FEHRENBACH	Astronomie
	A. FAVRE	Mécanique de l'atmosphère et météorologie
	A. GUILLEMONAT	Chimie industrielle
	G. CARPENI	Chimie
	Y. DOUCET	Physique
	JM. SOURIAU	Méthodes mathématiques de la physique
	J. METZGER	Chimie
	L. FOURES	Mathématiques
	D. MALE	Physique
	G. BODIOU	Mathématiques appliquées
	M. NAUDET	Chimie des corps gras
	P. BOUSQUET	Physique
	P. PESTEIL	Physique
	P. CASAL	Mécanique rationnelle et appliquée
	G. GOUVERNET	Géologie appliquée
	A. VISCONTI	Physique théorique
	A. BLANCHARD	Mathématiques générales

M. DUSSARDIER	Physiologie animale
P. QUEZEL	Botanique
E. CRAUSSE	Physique (Avignon)
A. JULG	Chimie théorique
S. TAXY (Mme)	Géologie historique
F. TESSIER	Géologie générale
ML. FURNESTIN (Mme)	Biologie animale
M. BERTRAND	Chimie
J. TROMPETTE	Physique
M. LAFFITTE	Chimie
R. FRAISSE	Mathématiques
C. BLANCHARD (Mme)	Mathématiques
R. NEGRE	Biologie végétale
R. COULON	Physique
R. KERN	Minéralogie
L. SIDERIADES	Physique
JM. SURZUR	Chimie organique
H. CHANTREL	Physique de l'espace
J. SOUGY	Géologie
J. HERVE	Electronique
H. BODOT	Chimie
J. CHOUTEAU	Physiologie animale
R. PHILIP	Physique
L. CAPELLA	Minéralogie
P. BILLARD	Mathématiques
M. BONNEAU	Mathématiques
JC. TRAYNARD	Chimie industrielle
C. CLARION (Mlle)	Mécanique des fluides
A. PONS	Botanique
A. GIRARDIE	Zoologie
JC. MAIRE	Chimie
M. SIMON	Physiologie animale
J. MANDELBROJT	Physique
JP. DAVID	Physique
M. BIZOUARD	Physique

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547004_0022

PROFESSEURS SANS CHAIRE

R. AMAR	Zoologie
L. DEVEZE	Biologie marine
F. BOREL	Techniques mathématiques de la physique
R. CHANDEBOIS (Mlle)	Biologie animale
H. GUENOCHE	Mathématiques appliquées
F. PECAUT (Mme)	Mathématiques (Avignon)
J. HENNEQUIN	Electronique
S. GUEIRARD (Mlle)	Pétrographie
C. FEUGEAS	Chimie
J. CABANE	Chimie
G. RASIGNI	Physique
S. COMBET	Chimie
R. GARRON	Physique expérimentale
M. CADILHAC	Physique
B. WAEGELL	Chimie
G. MARCHIS-MOUREN	Chimie biologie
F. HALBWACHS	Physique (Avignon)
R. PETIT	Physique
M. HUGON	Psycho-physiologie
M. PICHENOT (Mlle)	Biologie végétale
M. GILLET	Physique
JP. ROGGERO	Chimie (Avignon)
L. SARDA	Biochimie
C. ROMAN	Physiologie animale
A. GILLET	Mathématiques
S. MARTINUZZI	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

H. PATIN	Chimie
J. CRESP	Biologie animale
M. BENARROCHE	Physique

H. TACHOIRE	Chimie
E. VINCENT	Chimie
L. VICENTE	Biologie animale
J. MANUCEAU	Mathématiques
R. GUERMEUR	Physique
M. DELAAGE	Biochimie
F. CATZIGRAS (Mlle)	Géologie
M. SIRUGUE (Mme)	Physique
H. MERDY	Physique
L. PUJOL	Chimie
A. LAVAGNE	Biologie végétale
J. GIUDICELLI	Biologie animale
M. FOUGEREAU	Biochimie
G. NOAT	Physiologie végétale
R. BOUDET	Mathématiques
R. STREIFF	Chimie
JP. BELAICH	Microbiologie
P. NEVILLE	Biologie végétale
JP. SOUBLIN	Mathématiques
S. DELACHE (Mme)	Mathématiques
C. FARDOUX	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. MORIN	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. BALLET	Chargé d'enseignement - Mathématiques (Avignon)

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire d'Acoustique Générale du Centre de Recherches Physiques de Marseille et le Laboratoire d'Acoustique de l'Université Doshisha à Kyoto.

Je tiens à exprimer ma respectueuse gratitude à M. Th.Vogel , Directeur du Centre de Recherches Physiques de Marseille, qui m'a réservé le meilleur accueil dans son Institut.

Je remercie vivement M. M.Jessel, Chef du Laboratoire d'Acoustique Générale, pour tous les conseils qu'il m'a prodigués au cours de l'élaboration de cette thèse, ainsi que M. I.Saito et M. Y.Urabe, Professeurs à l'Université Doshisha à Kyoto, qui guident ma carrière depuis déjà plus de dix ans et qui ont favorisé cette collaboration.

Je tiens à exprimer mes sentiments reconnaissants à M. le Professeur Sidériades qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de mon jury.

Mes remerciements s'adressent également à M. le Professeur Boudet, ainsi qu'à M. C.Gazanhes qui ont bien voulu accepter de juger mon travail.

Je remercie aussi Mme Cattiaux qui a assumé avec dévouement et patience la lourde tâche de la dactylographie et du tirage de cette thèse, de même que M. G.Tavera (Laboratoire d'Acoustique Générale) et M. T.Todaka (Université Doshisha) pour leur aide précieuse dans les calculs sur ordinateur, et que M. Y.Kumamoto (University of Electro-Communications, de Tokyo, en stage au Laboratoire d'Acoustique Générale) pour son aide efficace dans la réalisation des dessins.

-=- TABLE DES MATIERES -=-

Pages

INTRODUCTION 5

CHAPITRE I : RAYONNEMENT DES ONDES ACOUSTIQUES PULSEES 8

I.1.- Déformation des ondes pulsées et directivité de transducteurs pour le régime pulsé. 9

I.2.- Résultats expérimentaux et phénomènes particuliers. 14

I.3.- Analyse de rayonnement des ondes pulsées. 19

I.3.1.- Analyse temporelle directe. 19

I.3.2.- Analyse de Fourier. 21

I.4.- Déformation des ondes. 24

I.4.1.- Piston rectangulaire. 24

I.4.1.(A) - Impulsion rectangulaire. 25

I.4.1.(B) - Impulsion triangulaire. 30

I.4.1.(C) - Impulsion en demi-cosinus. 33

I.4.1.(D) - Impulsion en forme d'une période de sinusoïde. 36

I.4.1.(E) - Onde d'impulsion d'un cosinus carré. 39

I.4.1.(F) - Onde d'impulsion oscillatoire amortie. 42

I.4.2.- Piston circulaire. 45

I.4.3.- Réseau linéaire. 51

I.5.- Directivité des sources pour des ondes pulsées. 56

I.5.1.- Piston rectangulaire. 57

I.5.1.(A) - Directivité pour une onde en forme d'impulsion rectangulaire. 57

I.5.1.(B) - Impulsion triangulaire. 59

I.5.1.(C) - Impulsion en demi-cosinus. 61

I.5.1.(D) - Impulsion en cosinus carré. 63

I.5.1.(E) - Impulsion oscillatoire amortie. 65

I.5.2.- Piston circulaire. 67

I.5.3.- Réseau linéaire. 69

I.5.4.- Résultats expérimentaux. 71

I.6.- Directivité et analyse de Fourier. 74

I.6.1.- Description. 74

I.6.2.- Résultats expérimentaux. 85

Pages

CHAPITRE II : REFLEXION DES ONDES PULSEES 90

II.1.- Réflexion par une plaque plane rigide. 90

II.1.1.- Formules générales. 90

II.1.2.- Réflexion par une plaque rectangulaire. 93

II.1.3.- Réflexion par une plaque circulaire. 96

II.1.4.- Réflexion par un réseau plan de corps rigides. 101

II.2.- Réflexion par une plaque rugueuse. 106

II.2.1.- Analyse de Fourier (Général). 106

II.2.2.- Analyse approximative de la réflexion par une surface rugueuse ou ondulée. 108

II.3.- Résultats expérimentaux. 109

II.3.1.- Description du dispositif et exécution des expériences. 109

II.3.2.- Résultats obtenus. 112

II.4.- Perspectives concernant la détermination des formes d'un objet diffringent. 117

CHAPITRE III : REALISATION D'UN SYSTEME DE REPERAGE ACOUSTIQUE PAR ONDE PULSEE UNIQUE 121

III.1.- Avantages et inconvénients de la détection par impulsion unique. 121

III.2.- Principe de la réception directionnelle des ondes pulsées. 122

III.3.- Méthode de balayage et visualisation de repérage. 124

III.4.- Expériences et résultats. 125

III.5.- Conclusion générale. 132

BIBLIOGRAPHIE 133

-=- INTRODUCTION -=-

Les méthodes acoustiques de recherche d'informations, telles que le sondage océanographique, le Sonar, le sondage sismique, l'auscultation médicale active ou passive, l'examen non destructif des matériaux par ultrasons, etc... sont devenues des chapitres très importants de la science et de la technique. Comme les autres moyens de télécommunications, ces moyens acoustiques ont leurs limites de performances (détectabilité, quantité d'informations par unité de temps, etc...) à cause du bruit de fond (rapport signal - bruit), de la vitesse limitée de propagation de l'information (vitesse de groupe), et plus encore des fluctuations et des hétérogénéités du milieu.

Premièrement en ce qui concerne le bruit de fond : il y a plusieurs méthodes pour éliminer les difficultés provenant du rapport signal - bruit, comme par exemple l'obtention d'une directivité optimale en réduisant autant que possible les lobes latéraux et en rétrécissant le lobe principal, ou l'augmentation de la puissance émise ou encore l'amélioration du traitement du signal.

Depuis quelques années, on a cherché à mettre au point des sources pulsées pour produire des ultrasons de très haute intensité {1,2,3} parce que l'augmentation de puissance acoustique des transducteurs classiques est limitée par la non-linéarité du milieu acoustique et les risques de destruction des transducteurs.

Pour obtenir des sons pulsés intenses on peut emprunter l'énergie acoustique nécessaire soit à un phénomène électrique (décharge brusque d'un condensateur à travers un fil conducteur), soit à un phénomène chimique (explosion de poudre ou de mélanges de gaz).

La technique des fils explosés est spécialement intéressante. Elle fournit des ondes pulsées de très haute intensité (quelques dizaines d'atmosphère avec un rendement de 5 à 10%) avec un dispositif d'allumage très simple sans avoir à recourir aux dispositifs électroniques classiques tels que le transducteur électro-acoustique et l'amplificateur de puissance.

Au point de vue de l'intensité acoustique, les sources pulsées conviennent très bien aux applications à l'acoustique sous-marine. Mais on a peu étudié la directivité des ondes pulsées bien qu'une étude de la directivité soit indispensable aux applications. Or on ne peut pas utiliser la théorie de la directivité des transducteurs, qui a été établie pour des ondes sinusoïdales en régime permanent.

Deuxièmement, en ce qui concerne la vitesse de propagation de l'information : un moyen acoustique de transmission d'information se trouve toujours essentiellement dans une position défavorable par rapport à un moyen par ondes électromagnétiques. La vitesse des ondes électromagnétiques est 3×10^8 m/sec., par ailleurs celle du son dans l'eau est $1,5 \times 10^3$ m/sec. Par conséquent, si on détecte des cibles à la même distance par les deux moyens, le moyen acoustique demande essentiellement 2×10^5 fois plus de temps que le moyen électromagnétique.

La distance de recherches (search range) du Radar P.P.I. (radar panoramique) est de 10 à 100 Km, donc, si on réalisait un Sonar P.P.I. (sonar panoramique) utilisant la même électronique que le radar, la distance de recherches du sonar serait limitée de 0,05 à 0,5 m !

Comme la rapidité de recherche d'un objet à la distance r est théoriquement limitée par le temps 2r/c (c : la vitesse de propagation), on peut comprendre qu'il faille un dispositif très élaboré de traitement du signal pour détecter des objets dans une sphère très large ou pour distinguer et suivre des objets mobiles tels que des poissons ou des sous-marins dans la mer, des insectes dans l'atmosphère, les mouvements d'un coeur ou l'écoulement du sang dans le corps humain, etc...

Les questions qui se posent sont : comment loger un maximum d'information dans un signal pulsé et comment traiter convenablement ce signal dans le laps de temps 2r/c imparti par la propagation acoustique ?

Dans les systèmes classiques de sonar ou de radar, on détecte les objets par des ensembles d'ondes à bande étroite groupée autour d'une fréquence porteuse en utilisant par exemple des signaux sinusoïdaux modulés par impulsion.

Le meilleur moyen d'augmenter la quantité d'information transportée est l'élargissement de la bande de fréquence occupée par les signaux.

En observant le monde vivant, on a trouvé que certains animaux tels que les dauphins et les chauves-souris détectent et distinguent des objets ainsi que des êtres vivants en utilisant des signaux à très large bande (des centaines de kHz) : ondes pulsées, modulées en fréquence ou par impulsions codées. Ces animaux

distinguent et poursuivent leurs proies en se déplaçant avec une vitesse souvent très importante. Ce sonar biologique est actuellement le sujet de nombreuses études {4}.

Les humains eux-mêmes détectent des objets (non lumineux par eux-mêmes) en utilisant les signaux optiques à larges bandes que diffusent ces objets.

D'une façon analogue il y a, semble-t-il, des possibilités de réaliser des dispositifs acoustiques utilisant des signaux à large bande pour détecter et percevoir des détails d'objets inconnus tels que leur état de surface, leur forme, leur nature, etc.

Dans une première partie, nous discuterons de la directivité des ondes pulsées.

Dans une deuxième partie, nous étudierons la réflexion des ondes pulsées et la possibilité de détecter certains détails de la surface et de la forme des objets.

En troisième partie, nous exposerons un essai de réalisation d'un système sonar de détection par ondes pulsées.

x x x

CHAPITRE I

RAYONNEMENT DES ONDES ACOUSTIQUES PULSEES

Dans le cas des ondes sinusoïdales (en régime permanent), le champ acoustique ne dépend que de deux facteurs : l'amplitude et la phase de la pression p ou du potentiel des vitesses ϕ qui sont proportionnels entre eux. Il n'y a pas d'autre facteur disponible ni sur le temps en ($e^{j\omega t}$) ni sur le spectre acoustique puisque la forme des ondes reste toujours immuablement sinusoïdale.

Par contre, le rayonnement des ondes acoustiques pulsées (OAP) révèle un aspect bien différent de celui des ondes sinusoïdales. Si des ondes pulsées ou transitoires sont émises par l'ensemble de la surface d'un transducteur, elles n'arrivent pas simultanément à un point de réception, mais avec des retards successifs sauf parfois sur l'axe du système d'émission. A la réception également elles se trouvent en général déformées considérablement selon l'angle de la direction d'incidence avec l'axe du capteur.

A cause de cette déformation, on ne peut plus utiliser la fonction de directivité ou le diagramme de directivité pour caractériser un transducteur, et on ne peut pas non plus synthétiser une directivité par un réseau déphaseur.

La déformation des ondes pulsées est non seulement un phénomène intéressant par lui-même mais aussi un problème qu'il est indispensable de résoudre si l'on veut arriver à exploiter convenablement les ondes pulsées ou plus généralement les régimes transitoires quelconques.

I.1.- DEFORMATION DES ONDES PULSEES ET DIRECTIVITE DE TRANSDUCTEURS POUR LE REGIME PULSE -

Comme une source ponctuelle sphérique rayonne uniformément et symétriquement par rapport à toutes les directions, cette source reste non directionnelle quel que soit le régime aussi bien pour un régime permanent que pour un régime transitoire. Mais toutes les autres sources manifestent des propriétés de directivité différentes suivant qu'il s'agit d'ondes sinusoïdales ou d'impulsions.

Nous allons examiner d'abord le cas le plus simple, celui des ondes transitoires émises par un piston rigide.

Supposons qu'un piston rectangulaire encastré dans un baffle rayonne une impulsion de pression acoustique de forme carrée ou rectangulaire. Soit P_o la pression de crête (de la forme carrée) en un point A_o (à la distance r) sur l'axe du piston, et soit τ_o la largeur de l'impulsion (Fig. I.1 et I.2).

Pour avoir la pression acoustique au point A_θ à la distance r du piston et sous l'angle θ avec l'axe, il faut faire la somme des pressions acoustiques instantanées produites par chacun des éléments de la surface de piston.

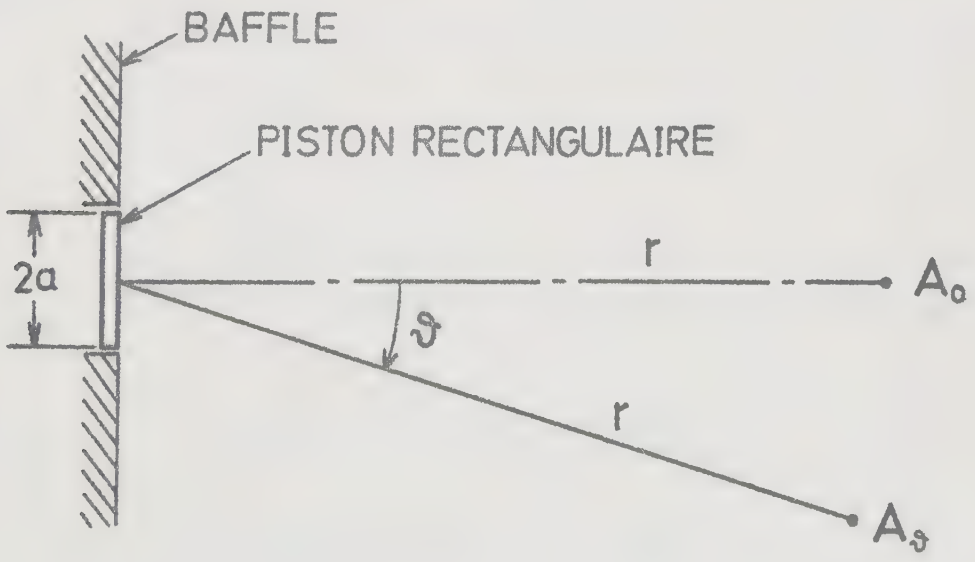


Fig. I.1

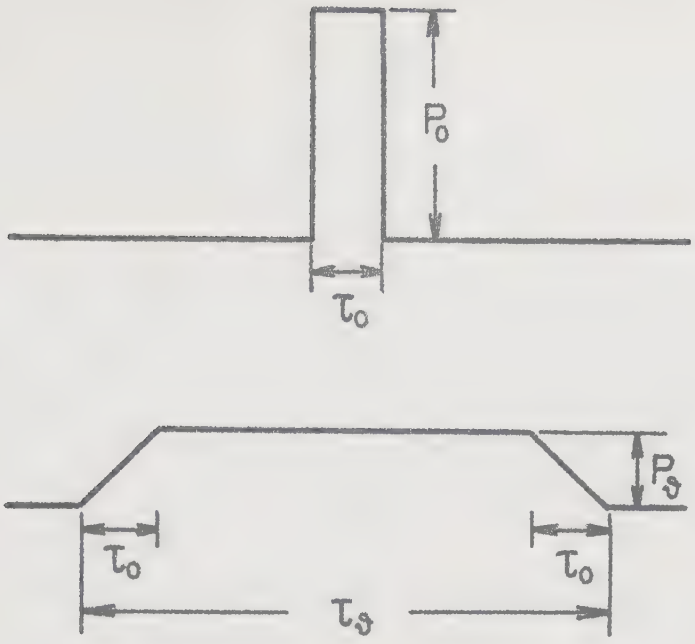


Fig. I.2

Comme les pressions émises par chacun des éléments arrivent successivement au point A_θ , la largeur des ondes au point A_θ, τ_θ s'étendra, et sera plus grande qu'au point A_o (sur l'axe). Elle est donnée par :

(1.1) $$\tau_\vartheta = \tau_o + \tau_{2a} \sin\vartheta$$

ou $$\tau_{2a} = \frac{2a}{C}$$

2 a = largeur du piston

c = célérité des ondes.

D'ailleurs, en considérant la condition particulière $\tau_\theta \gg \tau_\theta$, on a :

(1.2) $$P_o \tau_o = P_\vartheta \tau_\vartheta = cte$$

P_o = pression de crête reçue au point A_o

P_θ = pression de crête reçue au point A_θ

Par conséquent, la pression de crête au point A_θ s'écrit :

$$P_\theta = \frac{P_o}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_o} \sin\theta} \tag{1.3}$$

Lorsqu'un transducteur rayonne des ondes sinusoïdales, on peut exprimer ses caractéristiques directionnelles par la fonction de directivité (ou le coefficient de directivité) ou le diagramme de directivité. Mais, en cas d'un régime transitoire ou d'ondes pulsées, comme la forme des ondes dépend de l'angle θ, on ne peut plus écrire la même expression qu'en régime permanent avec ondes sinusoïdales.

Cependant, en comparant les amplitudes de crête, on peut écrire une expression de directivité :

$$R_p = \frac{P_\theta}{P_o} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_o} \sin\theta} \tag{1.4}$$

On peut considérer que cette expression est la fonction de directivité du piston rectangulaire pour l'onde d'impulsion carrée sous la condition de $\tau_\theta \gg \tau_0$.

Considérons maintenant la directivité d'ondes de forme quelconque.

La figure I.3 montre un exemple d'ondes pulsées reçues aux points A_o et A_θ.

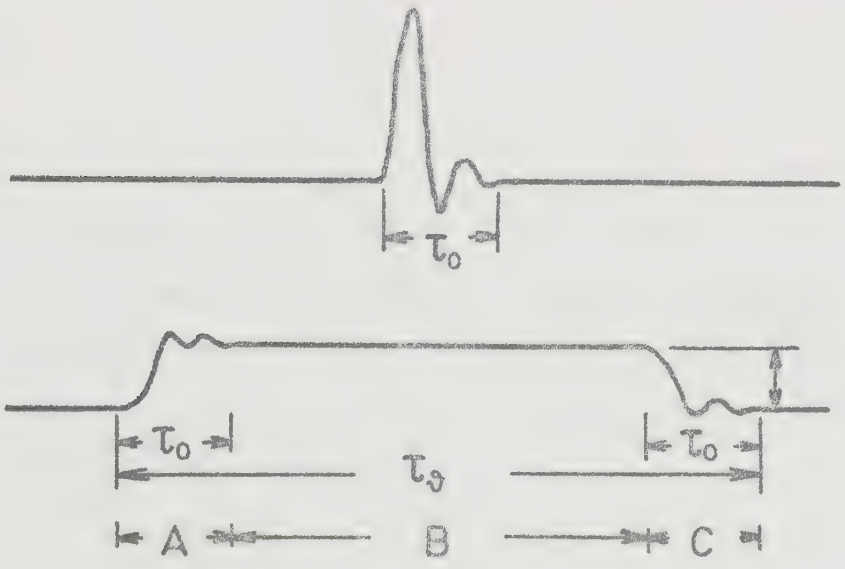


Fig. I.3

D'après la forme des ondes reçues au point A_θ, on estime que les sections A et C ont une durée qui correspond au régime transitoire (durée d'établissement ou d'extinction). On trouve également que la pression est constante (P_θ) dans la section B toujours sous la condition de $\tau_\theta \gg \tau_0$.

La pression P_θ est donnée par :

$$P_\theta = \frac{\frac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} P_0(t)\,dt}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\sin\vartheta} = \frac{P_m}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\sin\vartheta} \qquad (1.5)$$

où $P_m = \frac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} P_0(t)\,dt$ est la valeur moyenne des ondes au point A_0 sur l'axe

(dc - term of sound)

Pm est la pression moyenne pour la durée τ_0 du régime quelconque reçu au point A_0.

Sous la condition $\tau_\theta > 2\tau_0$ et en exceptant les durées τ_0 d'établissement et d'extinction une onde pulsée quelconque de pression moyenne P_m est équivalente à une impulsion carrée dont la pression de crête P_0 serait égale à la pression P_m

La directivité du piston rectangulaire pour des ondes quelconques est donnée par :

$$R_p = \frac{P_\theta}{P_m} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\sin\vartheta} \qquad (1.6)$$

Cette expression est identique à celle des ondes carrées.

On peut donc remplacer la directivité des ondes pulsées quelconques par une onde carrée équivalente.

Cas particulier :

Si

$$P_m \left(= \frac{1}{\tau_o} \int_0^{\tau_o} P_o(t)\, dt \right) = 0$$

on ne recevra des ondes que pendant des durées d'établissement et de rupture (des ondes dans les sections A et C). Cf. Fig. I.4.

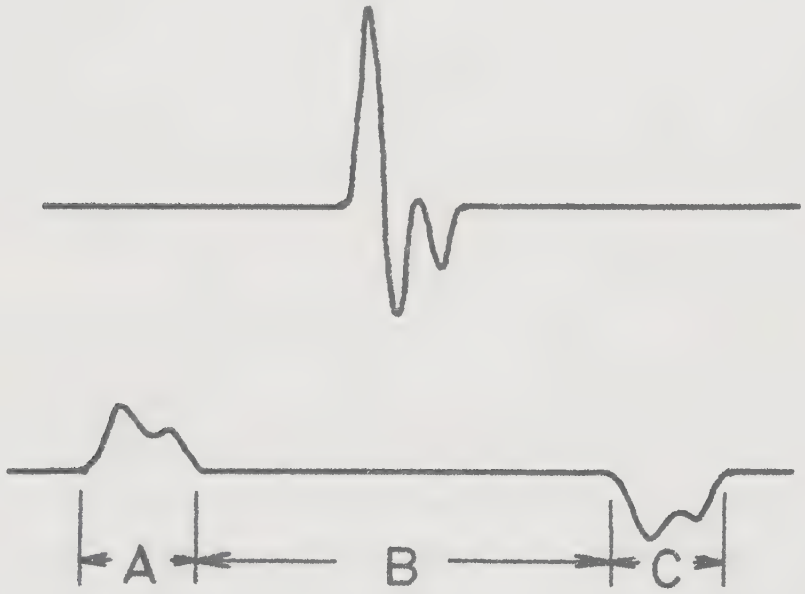


Fig. I.4

Si on considère la valeur efficace de la pression émise, en partant d'une relation d'énergie acoustique,

$$P_o^2(t) \cdot \tau_o = P_\vartheta^2(t) \cdot \tau_\vartheta = cte$$

on obtient la directivité pour la valeur efficace par :

(1.7) $$R_{pe} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\tau_{za}}{\tau_o} \sin\vartheta}}$$

Nous discuterons la directivité et la déformation des ondes pulsées d'une façon plus détaillée aux paragraphes (I.4) et (I.5).

I.2.- RESULTATS EXPERIMENTAUX ET PHENOMENES PARTICULIERS -

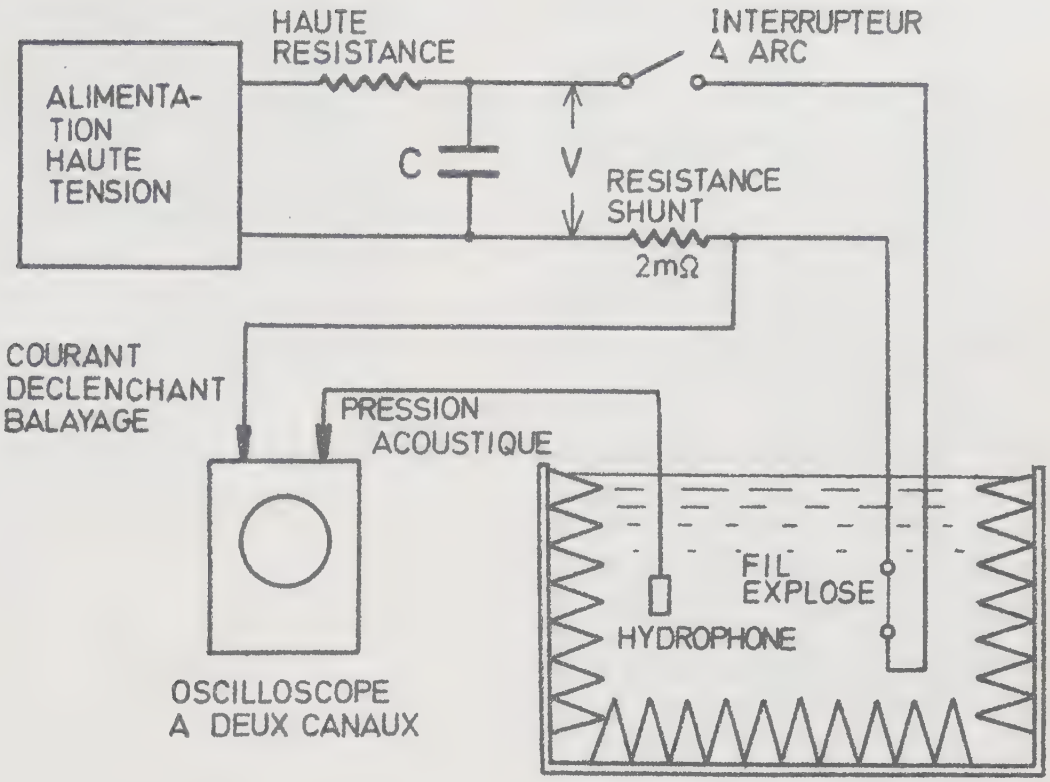
Depuis quelques années, on a recherché à mettre au point des sources pulsées pour produire les ultrasons de très haute intensité. On a déjà réussi à réaliser une source à fil explosé (application d'une explosion par décharge électrique dans un fil conducteur mince) qui produit des surpressions de plusieurs dizaines d'atmosphères. Les avantages d'une source à fil explosé par rapport à celles sans fil (explosion par décharge électrique sans fil) sont une meilleure stabilité de déclenchement de la décharge, la tension de déclenchement plus basse et une meilleure efficacité de conversion d'énergie électrique en énergie acoustique. Pour ces raisons, c'est une source très intéressante dans les applications d'acoustique sous-marine.

Les figures I.5 et I.6 montrent un exemple d'un montage expérimental d'une source à fil explosé dans l'eau.

On a mesuré la forme des ondes émises à la distance r (= 0,6 m) sous plusieurs angles θ avec l'axe (Fig. I.7).

Nous présentons un autre exemple des résultats expérimentaux. Nous avons mesuré la déformation directionnelle d'un transducteur à électrostatique commercialisé comme un tweeter (Fig. I.8). Le montage expérimental est donné à la Fig. I.9. Ce transducteur est excité par une impulsion rectangulaire d'une durée de 30 µs.

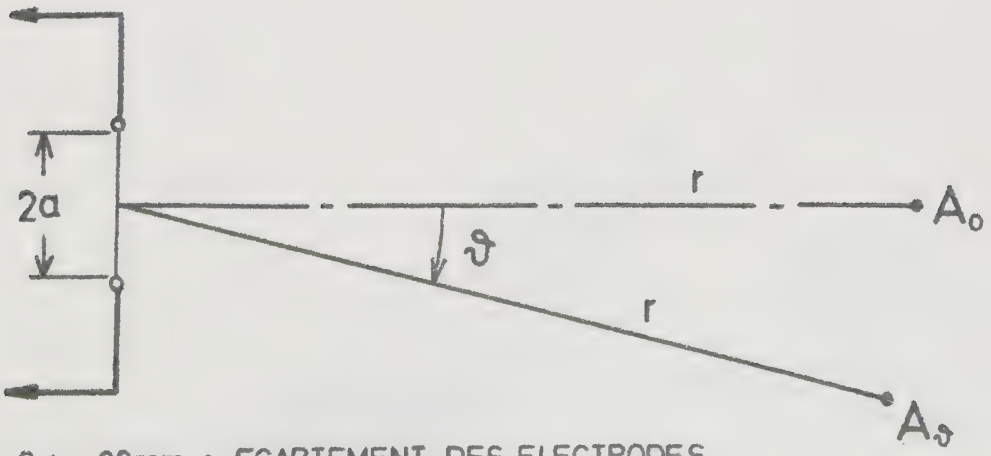
Quelques résultats typiques sont donnés sur la figure I.10.



V = 10.000(V)

C = 16 (μF)

Fig. I.5



2a = 80mm : ECARTEMENT DES ELECTRODES

r = 0.6m

FIL EXPLOSE : 0.29mmϕ EN CUIVRE

Fig. I.6

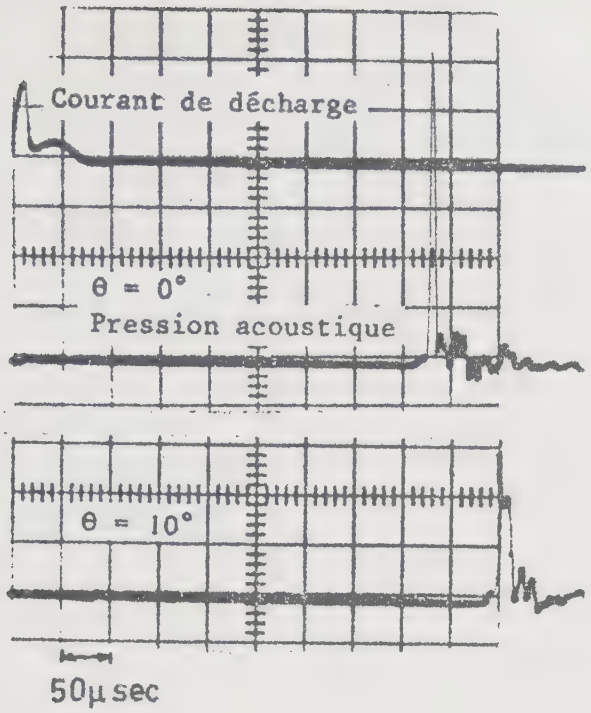
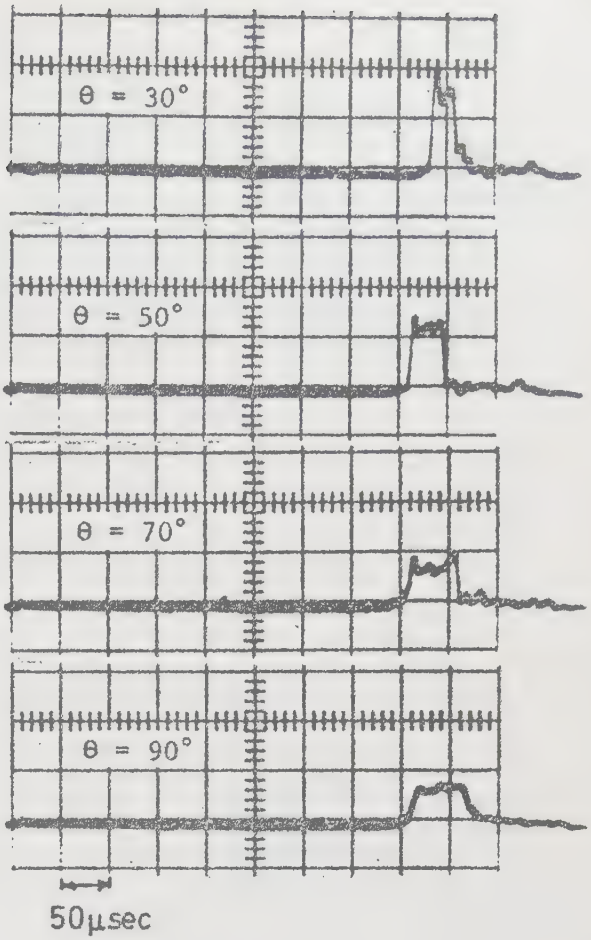

Courant de décharge
θ = 0°
Pression acoustique
θ = 10°
50µsec

Fig. I.7


θ = 30°
θ = 50°
θ = 70°
θ = 90°
50µsec

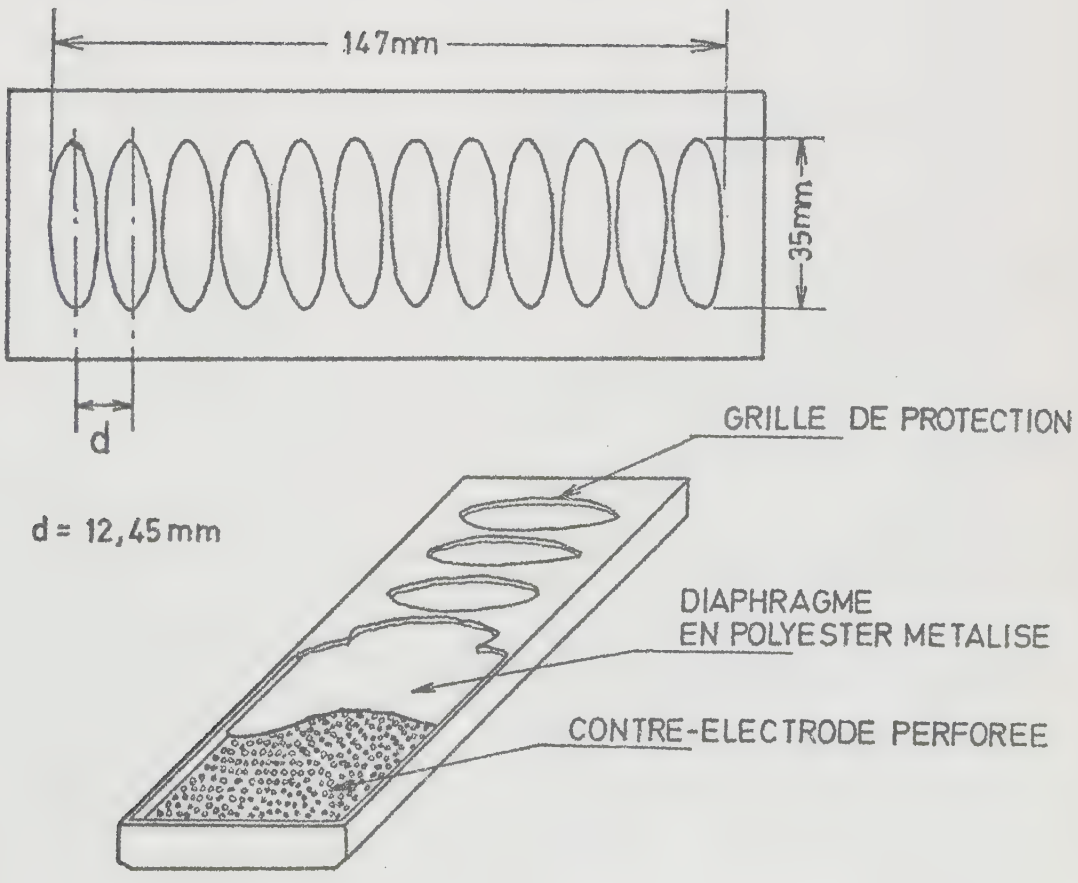

147mm
35mm
d
d = 12,45 mm
GRILLE DE PROTECTION
DIAPHRAGME
EN POLYESTER METALISE
CONTRE-ELECTRODE PERFOREE

Fig. I.8

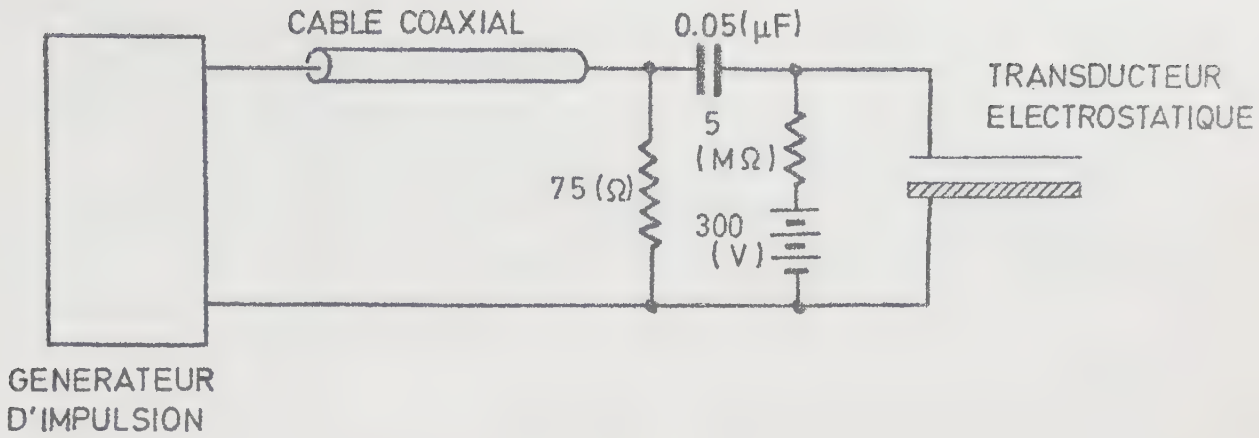


Fig. I.9

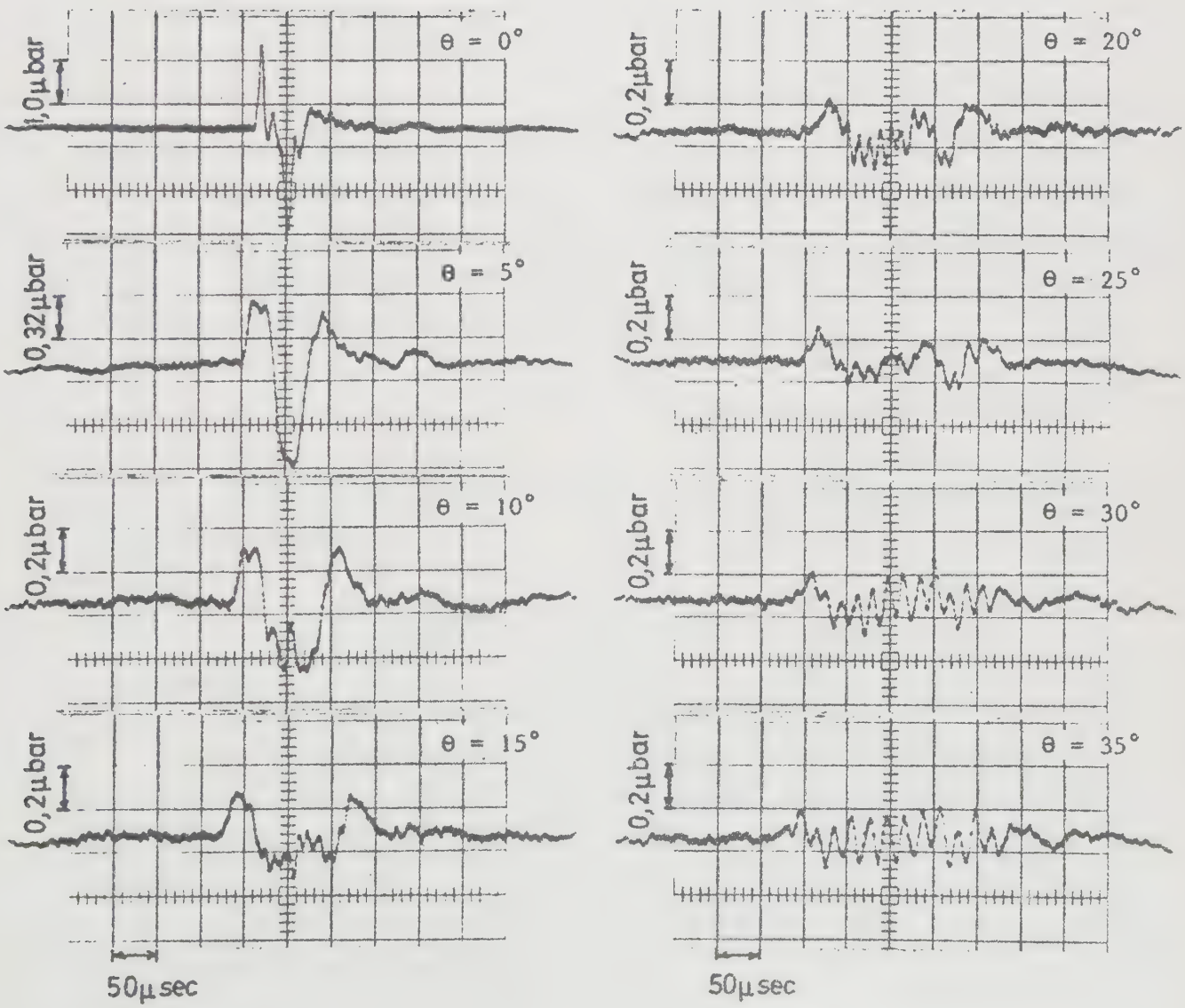


Fig. I.10

Aux angles $\theta = 10°$, $\theta = 15°$, on peut observer la section B qui est expliquée au § I.1, Fig. 1.3, et qui correspond à P_θ. Mais à $\theta = 30°$, $\theta = 35°$, on a trouvé une fréquence principale et ses harmoniques. Alors P_θ n'est plus constant mais oscillatoire.

C'est un phénomène qu'on n'observe pas avec des sources explosées. La raison de ce phénomène provient vraisemblablement des fenêtres devant la membrane du transducteur et on peut en donner une explication approximative à l'aide de la figure I.11.

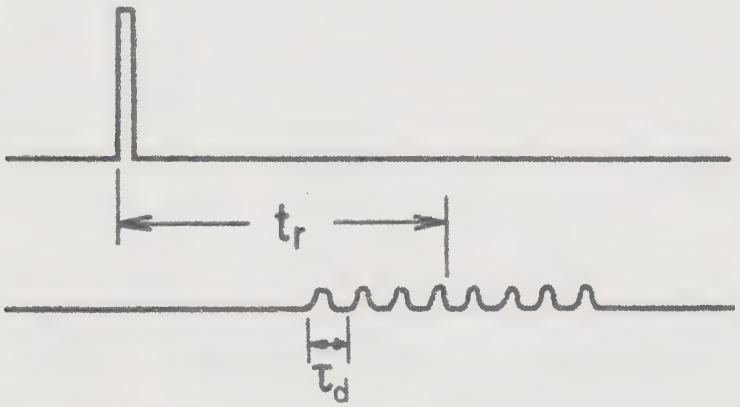


Fig. I.11

Comme les ondes émises par chacune des fenêtres arrivent successivement, les ondes reçues à un point donné se divisent en une série d'impulsions.

Supposons que l'intervalle des fenêtres soit d, et que l'intervalle d'impulsions reçues soit τ_d, on a :

$$\tau_d = \frac{d}{C} \sin\vartheta$$

Donc, la fréquence principale et celles des harmoniques des ondes reçues sont données par :

(1.8) $$f_m = \frac{m}{\tau_d} = \frac{m\,C}{d \sin\vartheta}$$

La fréquence principale correspond à m = 1

et les fréquences harmoniques à m = 2, 3, 4, ...

On observera le même phénomène, quand un réseau des transducteurs émet des ondes pulsées, ou quand une membrane de transducteur vibre en harmoniques parasitiques.

Nous discuterons plus tard une comparaison entre l'analyse théorique et les résultats expérimentaux (§ I.6).

I.3.- ANALYSE DE RAYONNEMENT DES ONDES PULSEES -

Il existe deux moyens d'investigation pour les ondes pulsées ou les régimes transitoires, à savoir l'analyse dans le domaine de la fréquence (Analyse de Fourier) et l'analyse dans le domaine du temps (Analyse temporelle directe).

I.3.1.- ANALYSE TEMPORELLE DIRECTE -

Le potentiel des vitesses d'une source ponctuelle sphérique en un point donné A peut s'écrire :

$$\phi = \frac{1}{4\pi r} v\left(t - \frac{r}{c}\right) \tag{1.9}$$

où v = débit en volume de la source, autrement dit vitesse du volume débité.

r = distance entre la source et le point d'observation A.

Quant à la pression acoustique, elle est donnée par :

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\rho}{4\pi r} \frac{\partial v}{\partial t}$$

$$= \frac{\rho}{4\pi r} \alpha\left(t - \frac{r}{c}\right)$$

où ρ est la masse volumique

$\alpha = \frac{\partial v}{\partial t}$: "accélération" du volume débité par la source.

Supposons que la surface pulsante S soit encastrée dans un baffle. Soit dS un élément de cette surface et u la vitesse surfacique de la source (de telle façon que v = u dS).

On peut vérifier que u est aussi la vitesse des particules au niveau de la surface-source.

Par analogie avec l'usage en anglais, nous appellerons souvent u ou v "vitesse de source", α "accélération de source", bien qu'en réalité u et α rapporté à la surface unité soient des densités surfaciques de débit.

On admet que l'élément dS émet des ondes sphériques, en considérant les dimensions de l'élément dS comme petites vis-à-vis de la longueur d'onde émise et de la distance r.

En tenant compte des conditions aux limites ou de l'effet de baffle, l'élément dS ne rayonne des ondes sphériques que dans un demi - espace, mais avec une amplitude deux fois plus grande que celle du rayonnement dans tout l'espace. Autrement dit la source et son image se combinent en formant une source d'amplitude double.

Le potentiel des vitesses des ondes émises par l'élément de surface dS est donnée par :

$$d\phi = \frac{u\,dS}{2\pi r}$$

La pression acoustique émanant de dS s'écrit de même :

$$dp = \frac{\rho}{2\pi r}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) dS$$

On peut donc exprimer le potentiel des vitesses produit en un point donné A par toute la surface au moyen d'une intégrale double étendue à toute la surface active S :

$$\phi = \frac{1}{2\pi r}\int_S u\,dS \tag{1.11}$$

La pression acoustique inatantanée sera alors :

$$p = \frac{\rho}{2\pi r}\int_S \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) dS$$

$$= \frac{\rho}{2\pi r}\int_S \alpha\,dS \tag{1.12}$$

A l'aide des formules (1.12) et (1.11), il est possible de trouver la pression acoustique instantanée ou la vitesse particulaire instantanée en un point donné A en fonction du temps, et de connaître la forme des ondes déformées selon l'angle θ quand on se donne la fonction u(t) en chaque point de la surface S.

I.3.2.- ANALYSE DE FOURIER -

Supposons que la fonction de transmission d'une surface vibrante jusqu'à un point donné de réception des ondes (point d'observation A) soit $T(j\omega)$ et que la transformation de Fourier de la vitesse et de l'accélération(surfaciques)de source soient $U(j\omega)$ et $\alpha(j\omega)$ respectivement. La pression reçue au point de réception A est donnée en fonction de la fréquence par :

$$P(j\omega) = T_u(j\omega) \cdot U(j\omega)$$

ou (1.13)

$$P(j\omega) = T_\alpha(j\omega) \cdot \alpha(j\omega)$$

où $Tu(j\omega)$: la fonction de transfert pour la vitesse de source ;

$T\alpha(j\omega)$: la fonction de transfert pour l'accélération de source.

D'après (1.11) et (1.12), les transformations de Fourier pour ϕ et p sont données par :

$$\Phi(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2\pi r} \int_S u\left(t - \frac{r}{c}\right) dS \right] e^{-j\omega t} dt$$

(1.14)

$$P(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\rho}{2\pi r} \int_S \alpha\left(t - \frac{r}{c}\right) dS \right] e^{-j\omega t} dt$$

Si on borne la discussion à un piston émetteur encastré dans un baffle et au champ lointain, on a :

$$\Phi(j\omega) = \frac{1}{2\pi r} \int_S \left[\int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right] dS$$

(1.15)

$$= \frac{1}{2\pi r} \left[\int_S e^{-j\omega t_r} dS \right] \left[\int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right]$$

$$P(j\omega) = \frac{\rho}{2\pi r} \int_S \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right] dS$$

$$= \frac{\rho}{2\pi r} \left[\int_S e^{-j\omega t_r} dS \right] \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right]$$

où $\tau = t - t_r$

$t_r = \frac{r}{c} = \frac{kr}{\omega}$, donc $\omega t_r = kr$

$\alpha(\tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} u(\tau)$

En introduisant la fonction de directivité en fonction de la fréquence angulaire ω, on peut en déduire :

(1.16)

$$\Phi(j\omega) = \left[\frac{S}{2\pi r} e^{-jkr} \cdot R(j\omega,\theta)\right]\left[\int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau\right]$$

$$P(j\omega) = \left[\frac{\rho S}{2\pi r} e^{-jkr} \cdot R(j\omega,\theta)\right]\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau\right]$$

S : aire de la surface active

$$R(j\omega,\theta) = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{P}{P_0}$$

ϕ_0 et P_0 : valeurs de ϕ et P sur l'axe du piston.

En comparant (1.13) et (1.15), on en déduit :

(1.17)

$$U(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau$$

$$\alpha(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau$$

$$T_u(j\omega) = \frac{j\omega\rho}{2\pi r}\int_S e^{-j\omega t_r} dS = \frac{j\omega\rho S}{2\pi r} \cdot e^{-jkr} \cdot R(j\omega,\theta)$$

$$T_\alpha(j\omega) = \frac{\rho}{2\pi r}\int_S e^{-j\omega t_r} dS = \frac{\rho S}{2\pi r} \cdot e^{-jkr} \cdot R(j\omega,\theta)$$

Si la pression ou le potentiel en fonction de la fréquence $\Phi(j\omega)$ ou $P(j\omega)$ sont donnés, on peut en déduire $P(\tau)$ et $\phi(\tau)$ en fonction du temps à l'aide de la transformation de Fourier inverse

$$\phi(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(j\omega)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega$$

(1.18)

$$P(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P(j\omega)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega$$

où $\tau = t - t_r$

$t_r = \frac{r}{c}$

Ces résultats doivent être identiques aux résultats donnés en (1.11) et (1.12).

I.4.- DEFORMATION DES ONDES -

Nous avons, dans le paragraphe précédent, énoncé le principe de l'analyse du rayonnement des ondes pulsées et obtenu une relation approximative de directivité.

Dans ce paragraphe, nous calculons explicitement la forme des ondes reçues en un point donné pour diverses formes de sources (piston rectangulaire, piston circulaire et réseau plan) et diverses formes d'ondes pulsées (signal rectangulaire, signal triangulaire, signal en arcade de sinusoïde,etc).

I.4.1.- PISTON RECTANGULAIRE -

Désignons par r_o la distance au point O (origine) d'un point donné de réception A_θ dans un plan x - z (Fig. 1.12).

Si on suppose que $r_o \gg 2a$, en rappelant l'équation (1.12) et en restreignant le problème au plan x - z, la pression acoustique instantanée émise par un piston rectangulaire encastré dans un baffle s'écrit :

(1.19) $$dp = \frac{\rho}{2\pi r}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) dS = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha\left(t - \frac{r}{c} + \frac{x}{c}\sin\vartheta\right) dx\cdot dy$$

et

$$P(t) = \frac{\rho\cdot 2b}{2\pi r}\int_{x=-a}^{x=a} \alpha\left(t - \frac{r}{c} + \frac{x}{c}\sin\vartheta\right) dx$$

où 2 a : longueur du piston

2 b : largeur du piston .

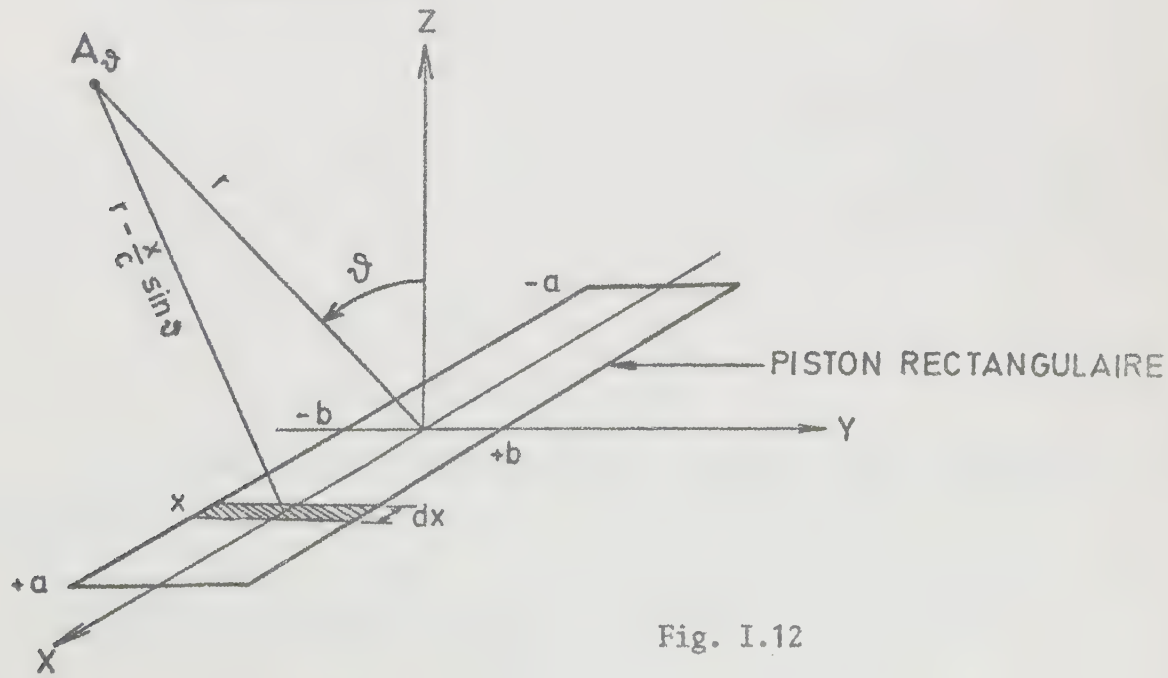


Fig. I.12

En posant :

$$\tau = t - \frac{r}{c} + \frac{x}{c}\sin\vartheta$$

on en déduit :

$$p(t) = \frac{\rho c \cdot 2b}{2\pi r \sin\vartheta} \int_{\tau_2}^{\tau_1} \alpha(\tau)\, d\tau$$

$$= \frac{\rho S}{2\pi r} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \int_{\tau_2}^{\tau_1} \alpha(\tau)\, d\tau \qquad (1.20)$$

$$= \frac{\rho S}{2\pi r} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \left[u(\tau_1) - u(\tau_2) \right]$$

où

$$\tau_1 = t - \frac{r}{c} + \frac{a}{c}\sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - \frac{r}{c} - \frac{a}{c}\sin\vartheta$$

$$\tau_{2a} = \frac{2a}{c} \quad , \quad S = 4ab$$

$$\alpha(\tau) = \frac{\partial u}{\partial \tau}$$

- I.4.1.(A) - Impulsion rectangulaire -

On suppose que la pression sur l'axe en champ lointain c'est-à-dire au point A_o (Fig. 1.13) a la forme d'une impulsion rectangulaire. Cela signifie que l'accélération α (t) des particules sur le piston a aussi la même forme, et que la vitesse des particules (ou la vitesse du piston) u(t) sera donnée par l'intégrale :

$$u(t) = \int \alpha(t)\, dt$$

où $\quad u(t) = o \quad$ à $\quad t = -\frac{\tau_o}{2}$

On trouve la forme de la pression instantanée reçue en champ lointain à l'aide de la formule (1.12) :

$$p(t) = \frac{\rho S}{2\pi r} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \left[u(\tau) \right]_{\tau_2}^{\tau_1}$$

où

$$\tau_1 = t - t_r + \tau_a \sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_r - \tau_a \sin\vartheta$$

$$t_r = \frac{r}{c} \quad , \quad \tau_a = \frac{a}{c} \quad , \quad \tau_{2a} = \frac{2a}{c}$$

$$u(\tau) = \alpha_0(\tau + \frac{\tau_0}{2})\left\{H(\tau + \frac{\tau_0}{2}) - H(\tau - \frac{\tau_0}{2})\right\} + \alpha_0 \tau_0 \, H(\tau - \frac{\tau_0}{2})$$

H(τ) : Fonction échelon unitaire ou Fonction de Heaviside.

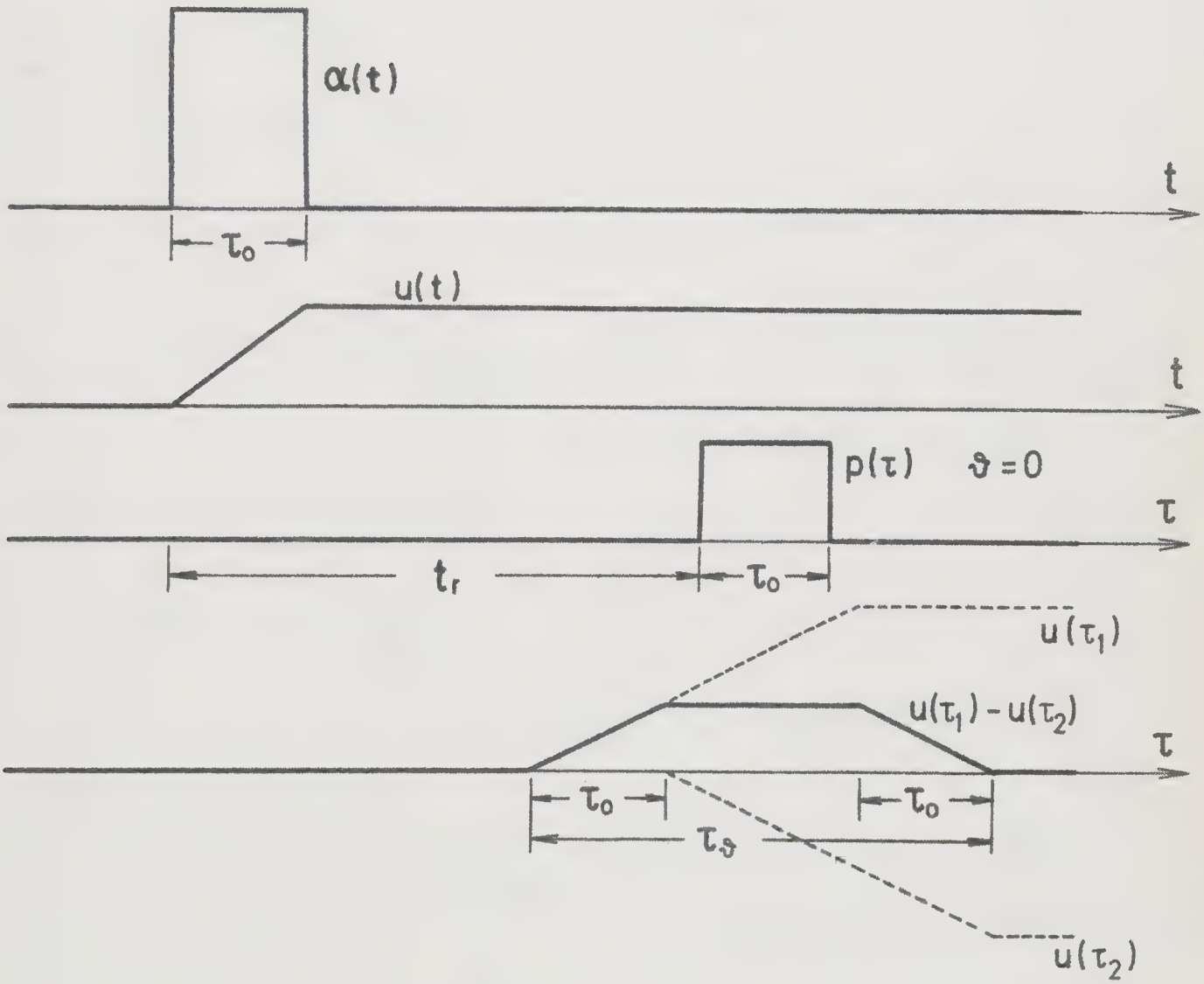


Fig. I.13

DEFORMATION ANGULAIRE D'UNE IMPULSION CARREE

(a) $\vartheta < \sin^{-1}\left(\frac{\tau_0}{\tau_{2a}}\right)$

(1.21)
$$P(\tau) = \begin{cases} 0 & t \leq \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \\ \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{1}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\right)\sin\vartheta} \left\{\frac{\alpha_0}{\tau_0}\left(t - t_r + \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right)\right\} & \left(t_r - \tau_a\sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \leq t \leq \left(t_r + \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \\ \frac{\rho S}{2\pi n}\alpha_0 & \left(t_r + \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \leq t \leq \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right) \end{cases}$$

(b) $\vartheta = \sin^{-1}\left(\frac{\tau_0}{\tau_{2a}}\right)$

(1.22)
$$P(\tau) = \begin{cases} 0 & t \leq \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \\ \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{1}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\right)\sin\vartheta} \left\{\frac{\alpha_0}{\tau_0}\left(t - t_r + \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right)\right\} & \left(t_r - \tau_a\sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \leq t \leq t_r \\ \frac{\rho S}{2\pi n}\alpha_0 & t = t_r \end{cases}$$

(c) $\vartheta > \sin^{-1}\left(\frac{\tau_0}{\tau_{2a}}\right)$

(1.23)
$$P(\tau) = \begin{cases} 0 & t \leq \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \\ \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{1}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\right)\sin\vartheta} \left\{\frac{\alpha_0}{\tau_0}\left(t - t_r + \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right)\right\} & \left(t_r - \tau_a\sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \leq t \leq \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right) \\ \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{\alpha_0}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\right)\sin\vartheta} & \left(t_r - \tau_a \sin\vartheta + \frac{\tau_0}{2}\right) \leq t \leq \left(t_r + \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_0}{2}\right) \end{cases}$$

où $t_r = \frac{r}{c}$

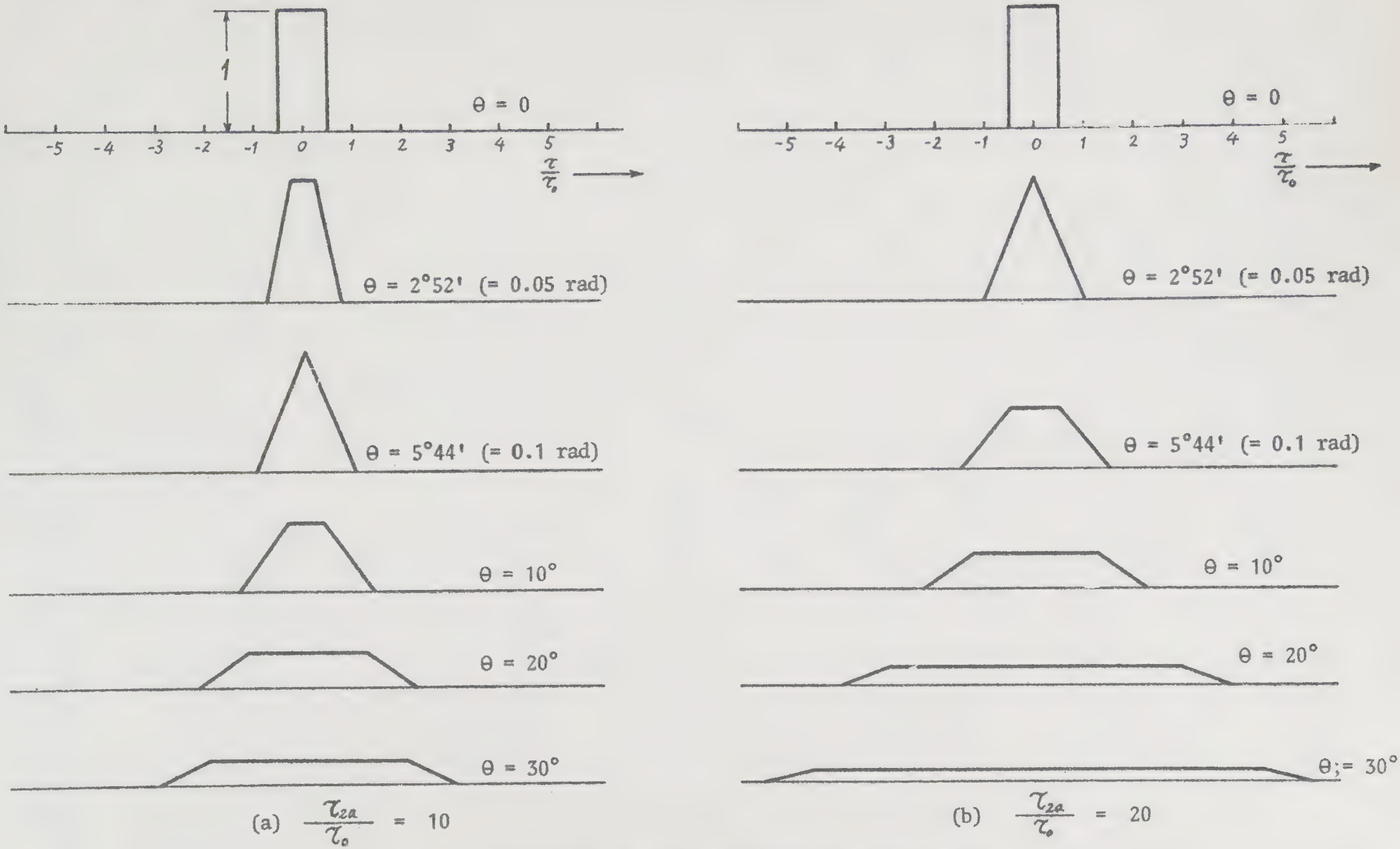
$\tau_a = \frac{a}{c}$, $\tau_{2a} = \frac{2a}{c}$

$S = 4ab$

Si les ondes sont symétriques à l'émission elles le resteront à la réception. Autrement dit si l'accélération des particules sur le piston possède une forme symétrique dans le temps par rapport à l'instant t = 0, l'allure de la pression acoustique sera aussi symétrique par rapport à l'instant t = tr. Nous nous sommes donc dispensé de calculer la forme des ondes pendant la durée d'extinction (c'est-à-dire $t > t_r$ ou $t > (t_r + \tau_a \sin\vartheta - \frac{\tau_a}{2})$).

La figure 1.14 montre la forme de la pression acoustique instantanée donnée par les formules (1.21) (1.22) (1.23), en normalisant à :

$$\frac{\rho S}{2\pi r} = 1, \quad \alpha_0 = 1, \quad \tau_0 = 1.$$



(a) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 10$ (b) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 20$

Fig. I.14 : DEFORMATION LES ONDES D'IMPULSION RECTANGULAIRE.

- 1.4.1 (B) - Impulsion triangulaire -

La figure 1.15(a) montre la forme de l'accélération et la vitesse au niveau du piston. La vitesse est donnée par :

$$u(t) = \int_{-\frac{\tau_0}{2}}^{\tau} \alpha(t)\, dt$$

$$u(t) = 0 \quad \text{à} \quad t = -\frac{\tau_0}{2}$$

La pression acoustique instantanée est donnée à l'aide de (1.20) :

$$p(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \int_{\tau_2}^{\tau_1} \alpha(\tau)\, d\tau$$

$$= \frac{\rho S}{2\pi n} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \left[u(\tau_1) - u(\tau_2) \right]$$

où $u(\tau) = 0 \quad \text{à} \quad \tau = \tau_1$

$$\tau_1 = t - t_n + \tau_a \sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_n - \tau_a \sin\vartheta$$

$$u(\tau) = \begin{cases} 0 & t \leqq -\frac{\tau_0}{2} \\ \alpha_0 \left(\frac{\tau^2}{\tau_0} + \tau + \frac{\tau_0}{4} \right) & -\frac{\tau_0}{2} \leqq t \leqq 0 \\ -\alpha_0 \left(\frac{\tau^2}{\tau_0} - \tau - \frac{\tau_0}{4} \right) & 0 \leqq t \leqq \frac{\tau_0}{2} \\ \frac{\alpha_0 \tau_0}{2} & \frac{\tau_0}{2} \leqq t \end{cases}$$

C'est-à-dire :

(1.24)
$$u(\tau) = \alpha_0 \left(\frac{\tau^2}{\tau_0} + \tau + \frac{\tau_0}{4} \right) \left\{ H(\tau + \tfrac{\tau_0}{2}) - H(\tau) \right\} - \alpha_0 \left(\frac{\tau^2}{\tau_0} - \tau - \frac{\tau_0}{4} \right) \left\{ H(\tau) - H(\tau - \tfrac{\tau_0}{2}) \right\} + \frac{\alpha_0 \tau_0}{2} \cdot H(\tau - \tfrac{\tau_0}{2})$$

H : fonction échelon unitaire (Unit Step Function, Heaviside Functio

La figure 1.16 montre la pression instantanée donnée par la formule (1.24), en normalisant à : $\frac{\rho S}{2\pi n} = 1$, $\alpha_0 = 1$, $\tau_0 = 1$.

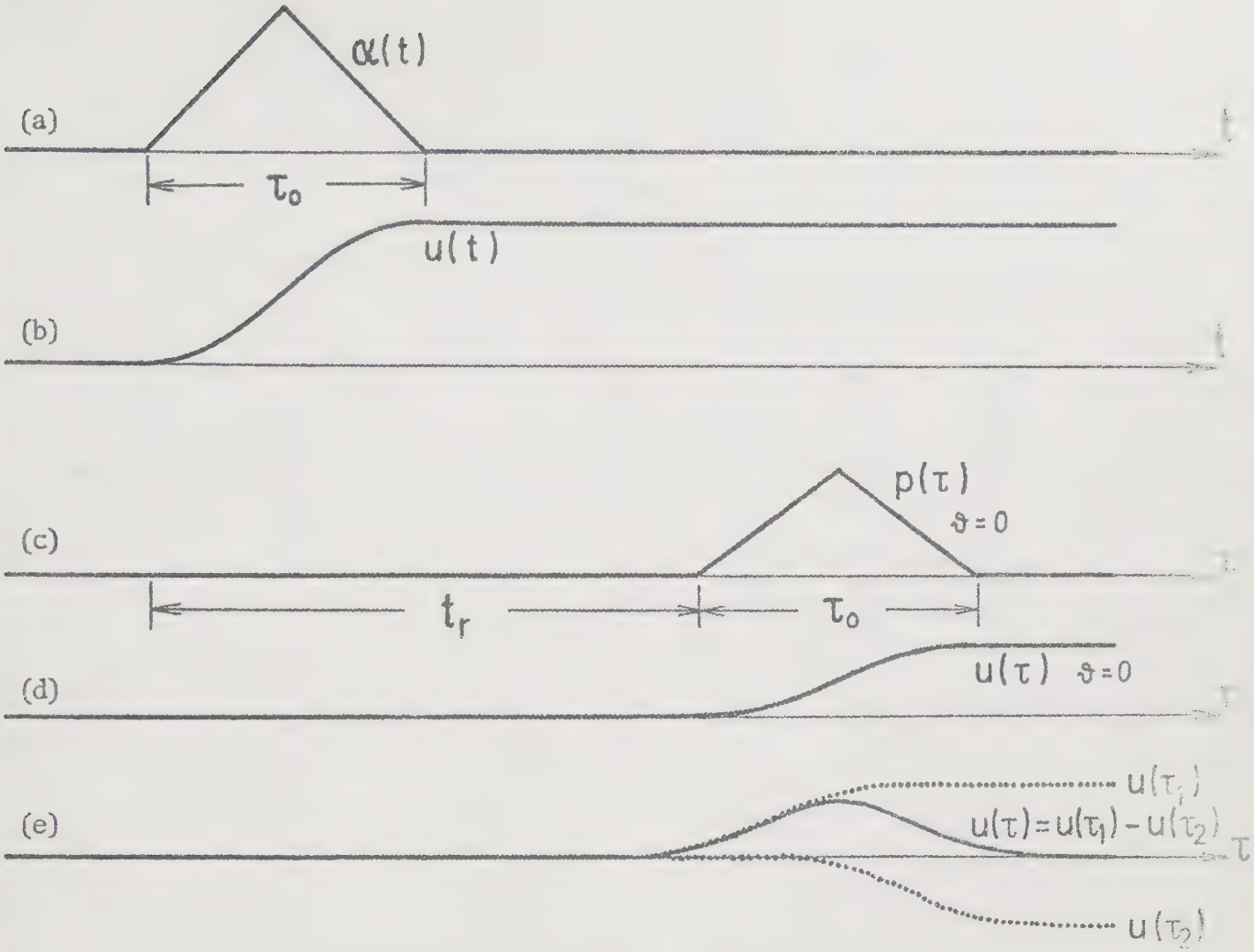


Fig. I.15

DEFORMATION ANGULAIRE D'UNE IMPULSION TRIANGULAIRE

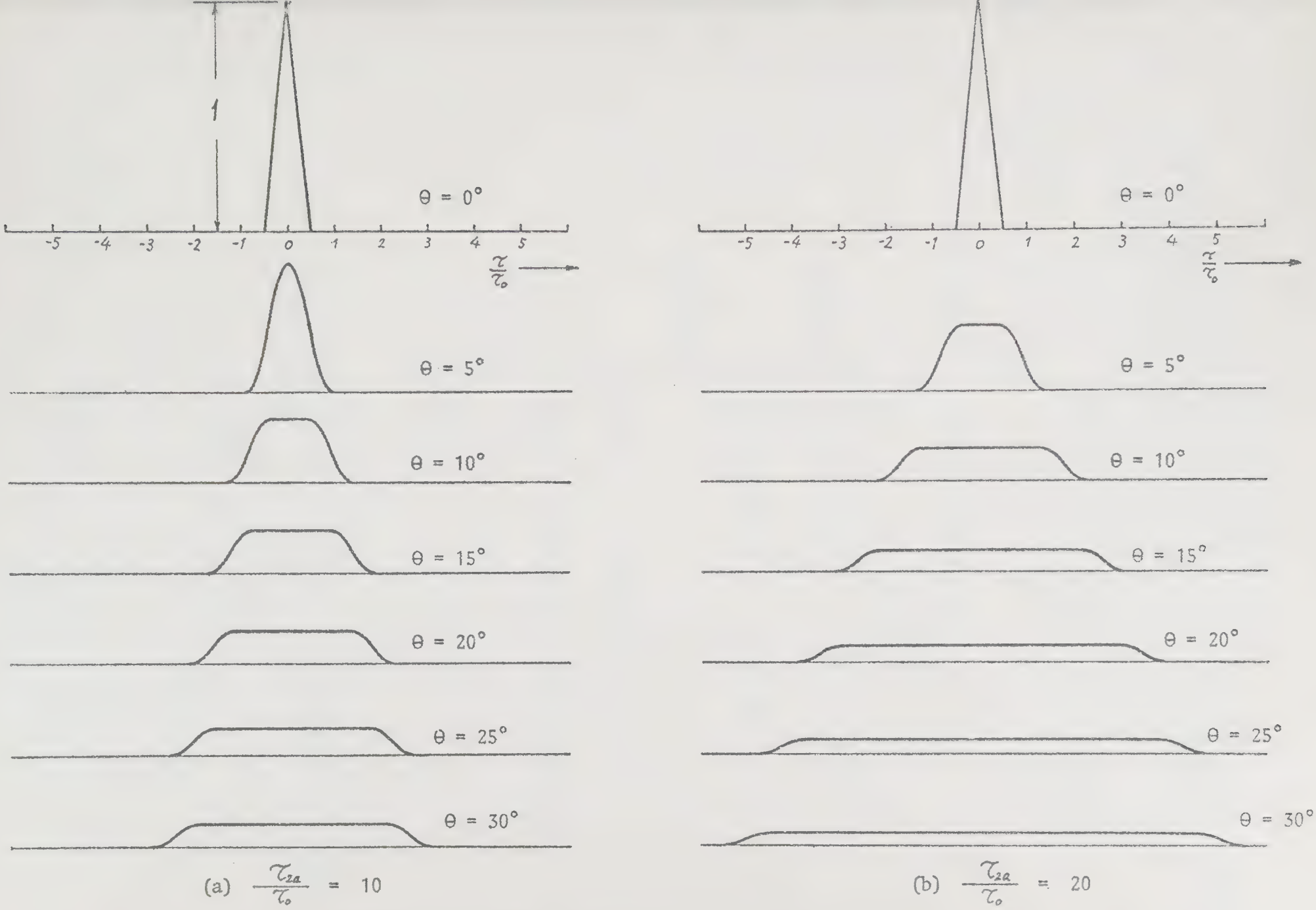


Fig. I.16 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION TRIANGULAIRE.

- I.4.1 (C) - Impulsion en demi-cosinus -

Supposons que l'onde possède à l'émission la forme d'une impulsion en demi-cosinus comme le montre la Fig. 1.17 entre les instants $-\frac{t_o}{2}$ et $+\frac{t_o}{2}$, l'accélération des particules sur le piston s'écrivant :

$$\alpha(t) = \alpha_o \cos\omega_o t \left\{ H(t+\tfrac{\tau_o}{2}) - H(t-\tfrac{\tau_o}{2}) \right\}$$

où $$\tau_o = \frac{\pi}{\omega_o}$$

La vitesse du piston sera donnée par :

où
$$u(t) = \begin{cases} 0 & t \leq -\frac{\tau_o}{2} \\ \int_{-\frac{\tau_o}{2}}^{t} \alpha_o \cos\omega_o t\, dt & -\frac{\tau_o}{2} \leq t \leq \frac{\tau_o}{2} \\ \int_{-\frac{\tau_o}{2}}^{\frac{\tau_o}{2}} \alpha_o \cos\omega_o t\, dt & \frac{\tau_o}{2} \leq t \end{cases}$$

On en déduit :

$$u(t) = \begin{cases} 0 & t \leq -\frac{\tau_o}{2} \\ \frac{\alpha_o \tau_o}{\pi}(1 + \sin\omega_o t) & -\frac{\tau_o}{2} \leq t \leq \frac{\tau_o}{2} \\ \frac{2\alpha_o\tau_o}{\pi} & \frac{\tau_o}{2} \leq t \end{cases}$$

$$u(t) = \frac{\alpha_o\tau_o}{\pi}(1+\sin\omega_o t)\left\{H(t+\tfrac{\tau_o}{2}) - H(t-\tfrac{\tau_o}{2})\right\} + \frac{2\alpha_o\tau_o}{\pi}\cdot H(t-\tfrac{\tau_o}{2})$$

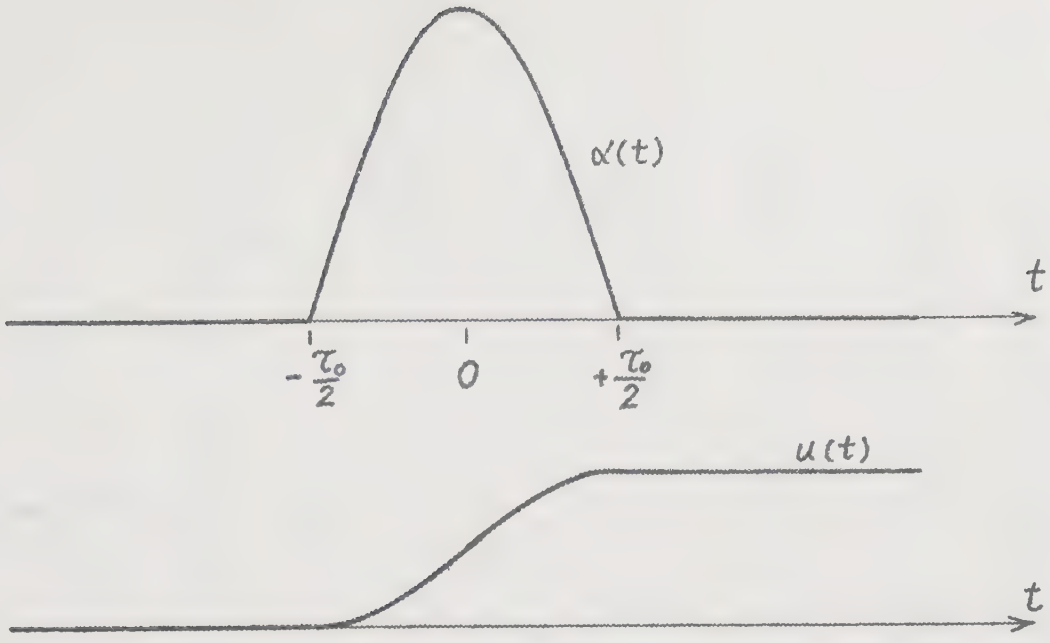


Fig. I.17

Par conséquent :

$$P(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi r} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \left[u(\tau_1) - u(\tau_2) \right] \tag{1.25}$$

où

$$\tau_1 = t - t_r + \tau_a \sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_r + \tau_a \sin\vartheta$$

$$u(\tau) = \frac{\alpha_0}{\pi} (1 + \sin\omega_0\tau) \left\{ H(\tau - \tfrac{\tau_0}{2}) + H(\tau + \tfrac{\tau_0}{2}) \right\} + \frac{2\alpha_0}{\pi} \cdot H(\tau + \tfrac{\tau_0}{2})$$

La figure 1.18 montre la pression instantanée donnée par la formule (1.25), en normalisant à :

$$\frac{\rho S}{2\pi r} = 1 , \quad \alpha_0 = 1 , \quad \tau_0 = 1 .$$

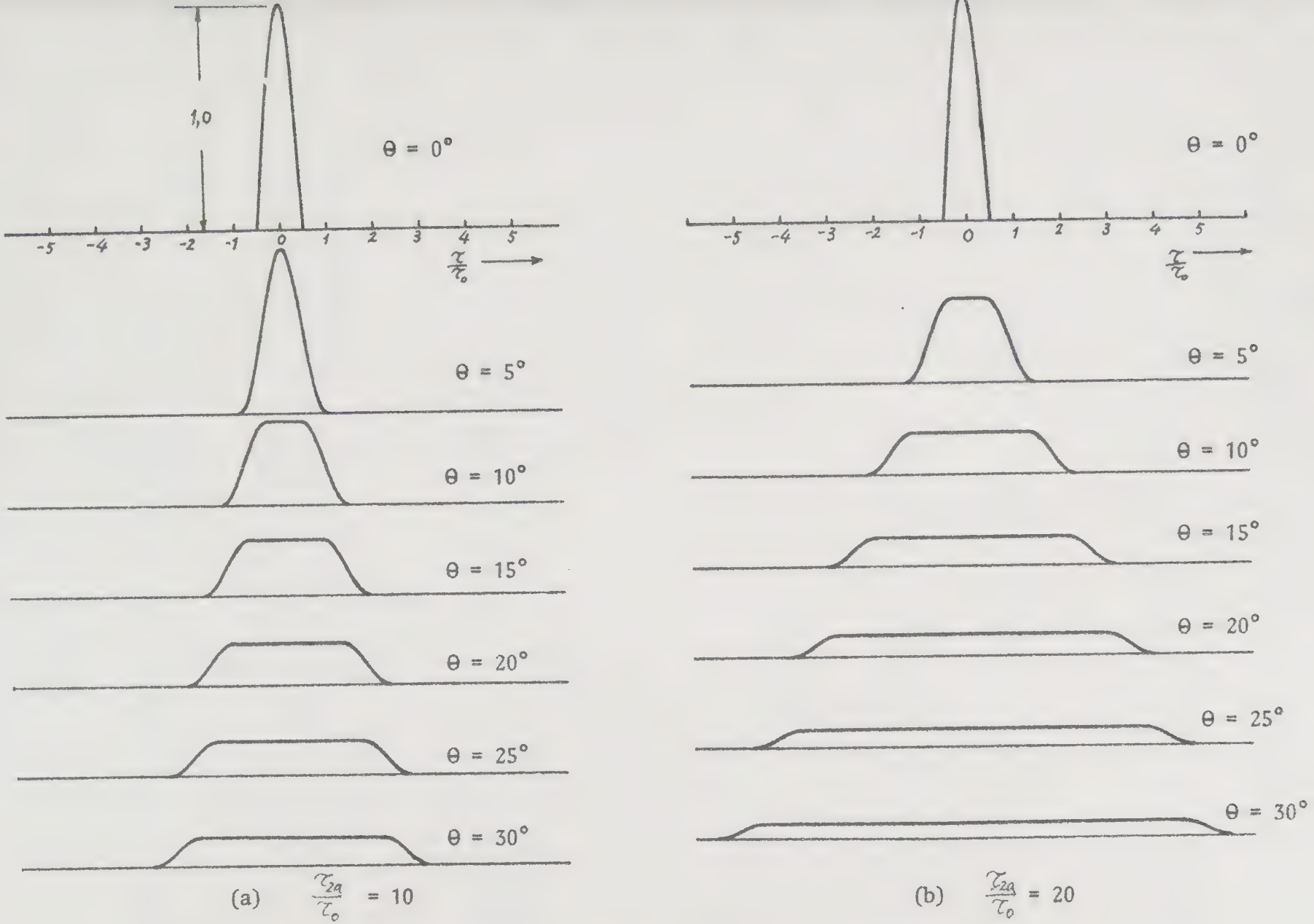


Fig. I.18 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION EN DEMI-COSINUS

- I.4.1 (D) - Impulsion en forme d'une période de sinusoïde -

Dans le cas de l'émission d'une impulsion ayant la forme d'une période de sinusoïde (Fig. 1.19), l'accélération des particules sur le piston s'écrit :

$$\alpha(t) = -\alpha_0 \sin\omega_0 t \left\{ H\left(t+\frac{\tau_0}{2}\right) - H\left(t-\frac{\tau_0}{2}\right)\right\}$$

où $$\tau_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

La vitesse du piston sera donnée par :

$$u(t) = \int_{-\frac{\tau_0}{2}}^{t} (-\alpha_0 \sin\omega_0 t)\left\{ H\left(t+\frac{\tau_0}{2}\right) - H\left(t-\frac{\tau_0}{2}\right)\right\}$$

où $$u(t) = 0 \qquad \text{à} \qquad t = -\frac{\tau_0}{2}$$

On en déduit :

$$u(t) = \begin{cases} 0 & t \leqq -\frac{\tau_0}{2} \\ \frac{\alpha_0 \tau_0}{2\pi}(1+\cos\omega_0 t) & -\frac{\tau_0}{2} \leqq t \leqq \frac{\tau_0}{2} \\ 0 & \frac{\tau_0}{2} \leqq t \end{cases}$$

Par conséquent :

(1.26) $$p(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi r} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta}\left[u(\tau_1) - u(\tau_2)\right]$$

avec :

$$u(\tau) = \frac{\alpha_0 \tau_0}{2\pi}(1+\cos\omega_0 t)\left\{ H\left(\tau+\frac{\tau_0}{2}\right) - H\left(\tau-\frac{\tau_0}{2}\right)\right\}$$

$$\tau_1 = t - t_r + \tau_a \sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_r - \tau_a \sin\vartheta$$

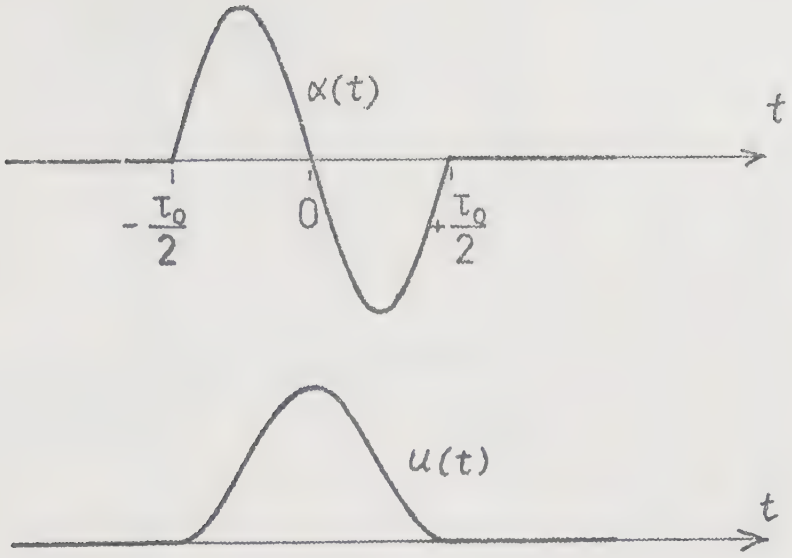
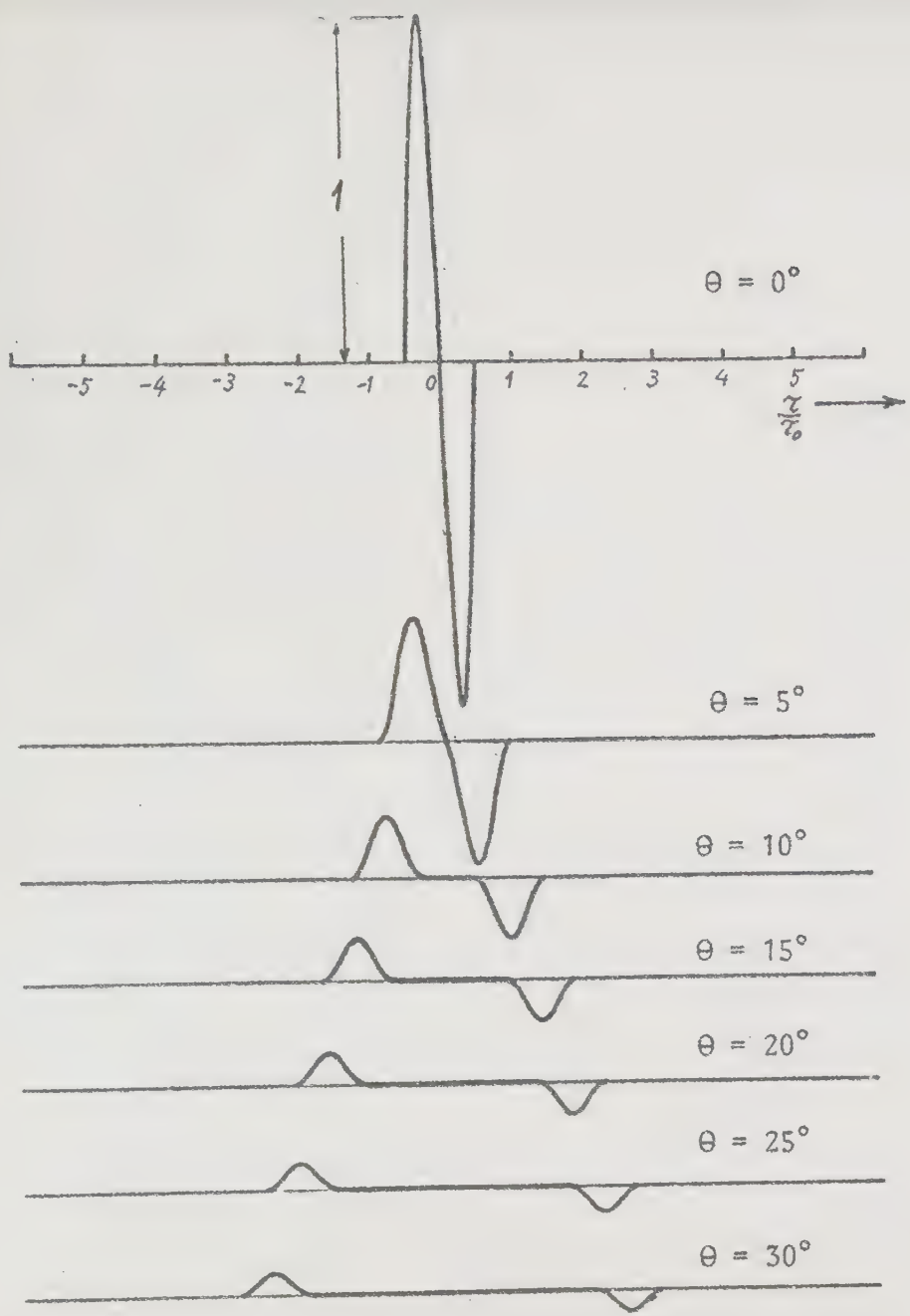


Fig. I.19

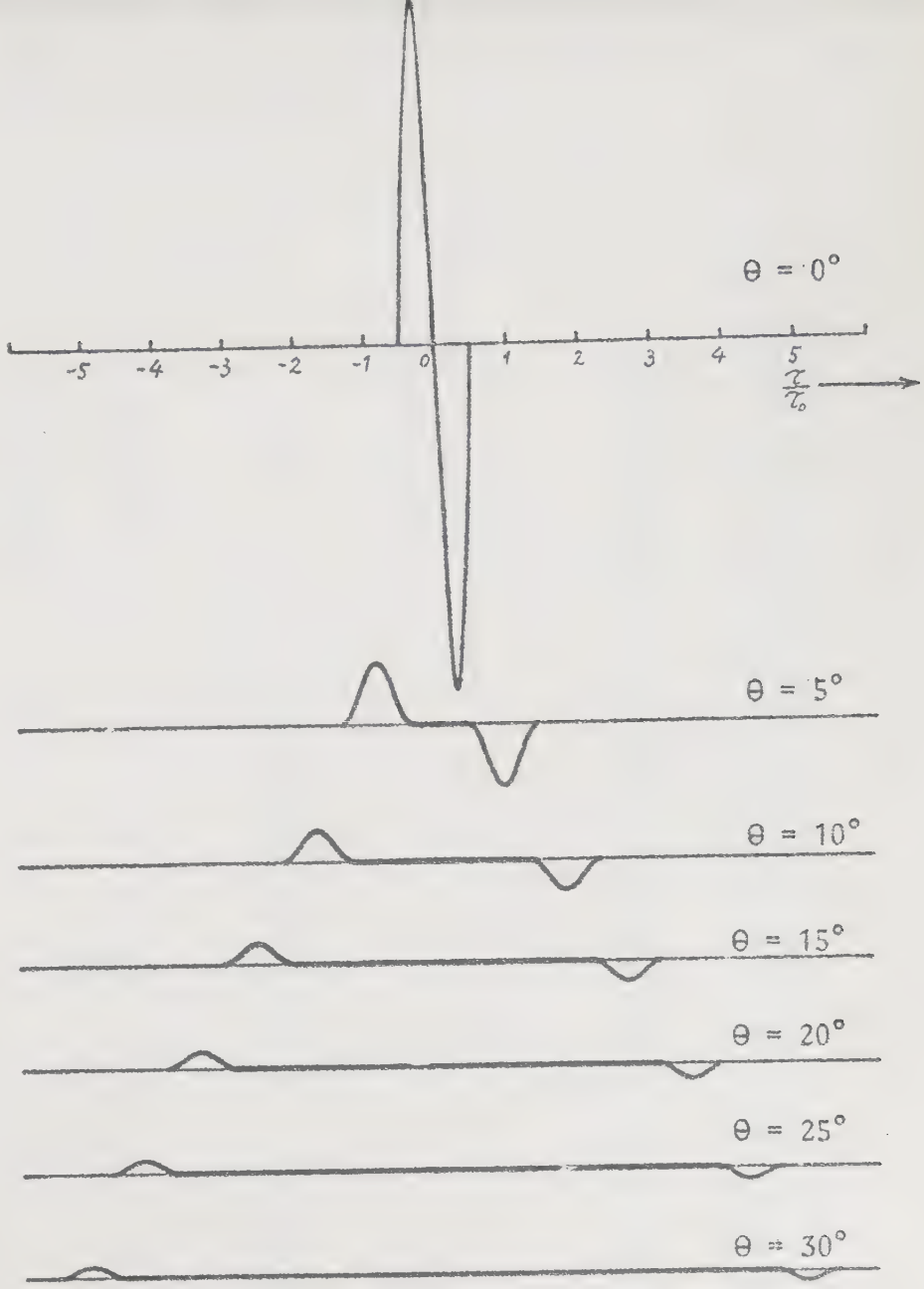
La figure 1.20 montre la pression instantanée donnée par la formule (1.26) en normalisant à :

$$\frac{\rho S}{2\pi r} = 1 , \quad \alpha_0 = 1 , \quad \tau_0 = 1.$$

Ces résultats correspondent au cas particulier que nous avons mentionné au paragraphe I.1 (Fig. 1.4).



(a) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 10$



(b) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 20$

Fig. I.20 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION EN FORME D'UNE PERIODE DE SINUSOIDE.

- I.4.1 (E) - Onde d'impulsion d'un cosinus carré -

De même si l'onde émise sur l'axe a la forme d'une arcade en cosinus carré (Fig. 1.21), l'accélération des particules sur le piston est donnée par :

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{2}(1 + \cos\omega_0 t)\left\{H(t+\tfrac{\tau_0}{2}) - H(t-\tfrac{\tau_0}{2})\right\}$$

où $\tau_0 = \dfrac{2\pi}{\omega_0}$

et la vitesse du piston par :

$$u(t) = \int_{-\frac{\tau_0}{2}}^{t} \frac{\alpha_0}{2}(1+\cos\omega_0 t)\left\{H(t+\tfrac{\tau_0}{2}) - H(t-\tfrac{\tau_0}{2})\right\} dt$$

$$u(t) = 0 \qquad \text{à} \qquad t = -\frac{\tau_0}{2}$$

On en déduit :

$$u(t) = \begin{cases} 0 & t \leqq -\dfrac{\tau_0}{2} \\ \dfrac{\alpha_0}{2}\left\{(t+\tfrac{\tau_0}{2}) + \dfrac{1}{\omega_0}\sin\omega_0 t\right\} & -\dfrac{\tau_0}{2} \leqq t \leqq \dfrac{\tau_0}{2} \\ \dfrac{\alpha_0 \tau_0}{2} & \dfrac{\tau_0}{2} \leqq t \end{cases}$$

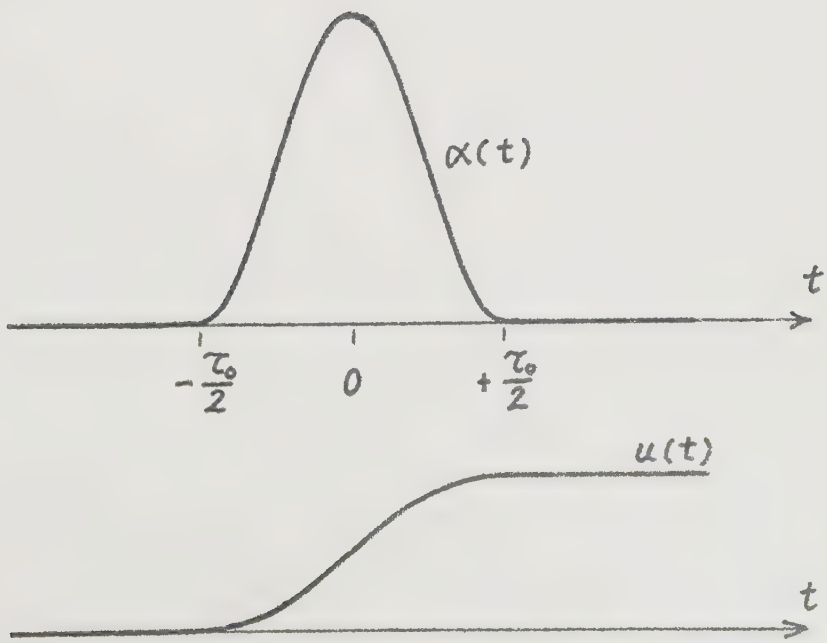


Fig. I.21

Par conséquent, la pression acoustique instantanée en un point donné, sera :

$$p(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi R} \frac{1}{\tau_{2a} \sin\vartheta} \left[u(\tau_1) - u(\tau_2) \right] \tag{1.27}$$

$$\tau_1 = t - t_R + \tau_a \sin\vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_R - \tau_a \sin\vartheta$$

$$u(\tau) = \frac{\alpha_0}{2} \left\{ (\tau + \frac{\tau_0}{2}) + \frac{1}{\omega_0} \sin \omega_0 \tau \right\} \left\{ H(\tau + \frac{\tau_0}{2}) - H(\tau - \frac{\tau_0}{2}) \right\}$$
$$+ \frac{\alpha_0 \tau_0}{2} \cdot H(\tau - \frac{\tau_0}{2})$$

Voir figure I.22.

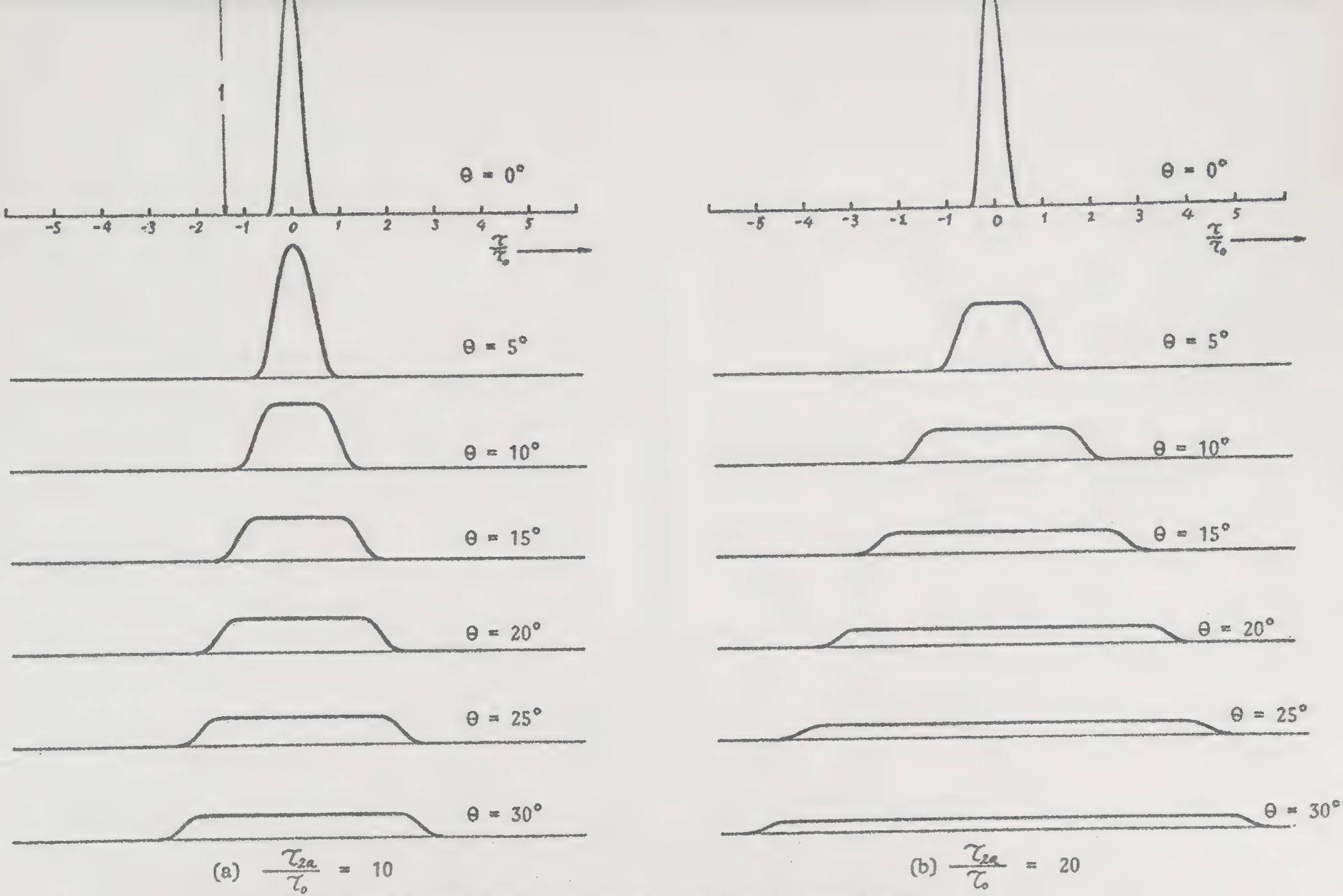


Fig. I.22 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION D'UN COSINUS CARRE.

- I.4.1 (F) - Onde d'impulsion oscillatoire amortie -

Si l'onde émise sur l'axe a la forme d'un train d'oscillations amorties, l'accélération des particules sur le piston est donnée par : (Cf. Fig. 1.23)

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{-\lambda t} \cdot \sin \omega_0 t \cdot H(t)$$

La vitesse du piston sera :

$$u(t) = \int_0^t \alpha_0 e \sin \omega_0 t \cdot H(t)\, dt$$

$$= \alpha_0 \left[\frac{-e^{-\lambda t}}{\lambda^2 + \omega_0^2} (\lambda \sin \omega_0 t + \omega_0 \cos \omega_0 t) \right]_0^t \cdot H(t)$$

$$= \alpha_0 \left[\frac{\omega_0}{\lambda^2 + \omega_0^2} - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2 + \omega_0^2} (\lambda \sin \omega_0 t + \omega_0 \cos \omega_0 t) \right] H(t)$$

On en tire la pression acoustique instantanée :

(1.28) $$P(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi R} \frac{1}{\tau_{2a} \sin \vartheta} \left[u(\tau_1) - u(\tau_2) \right]$$

où

$$u(\tau) = \frac{\alpha_0}{\omega_0} \frac{1}{\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2 + 1} \left[1 - e^{-\lambda t} \left(\frac{\lambda}{\omega_0} \sin \omega_0 \tau + \cos \omega_0 \tau \right) \right] \cdot H(\tau)$$

$$\tau_1 = t - t_R + \tau_a \sin \vartheta$$

$$\tau_2 = t - t_R - \tau_a \sin \vartheta$$

La figure 1.24 montre la pression donnée par la formule (1.28)

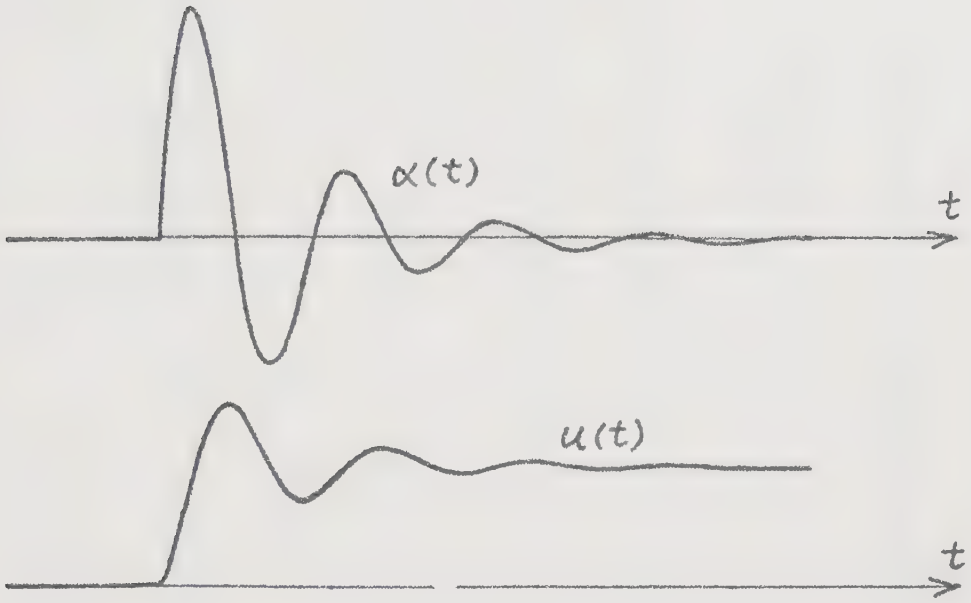
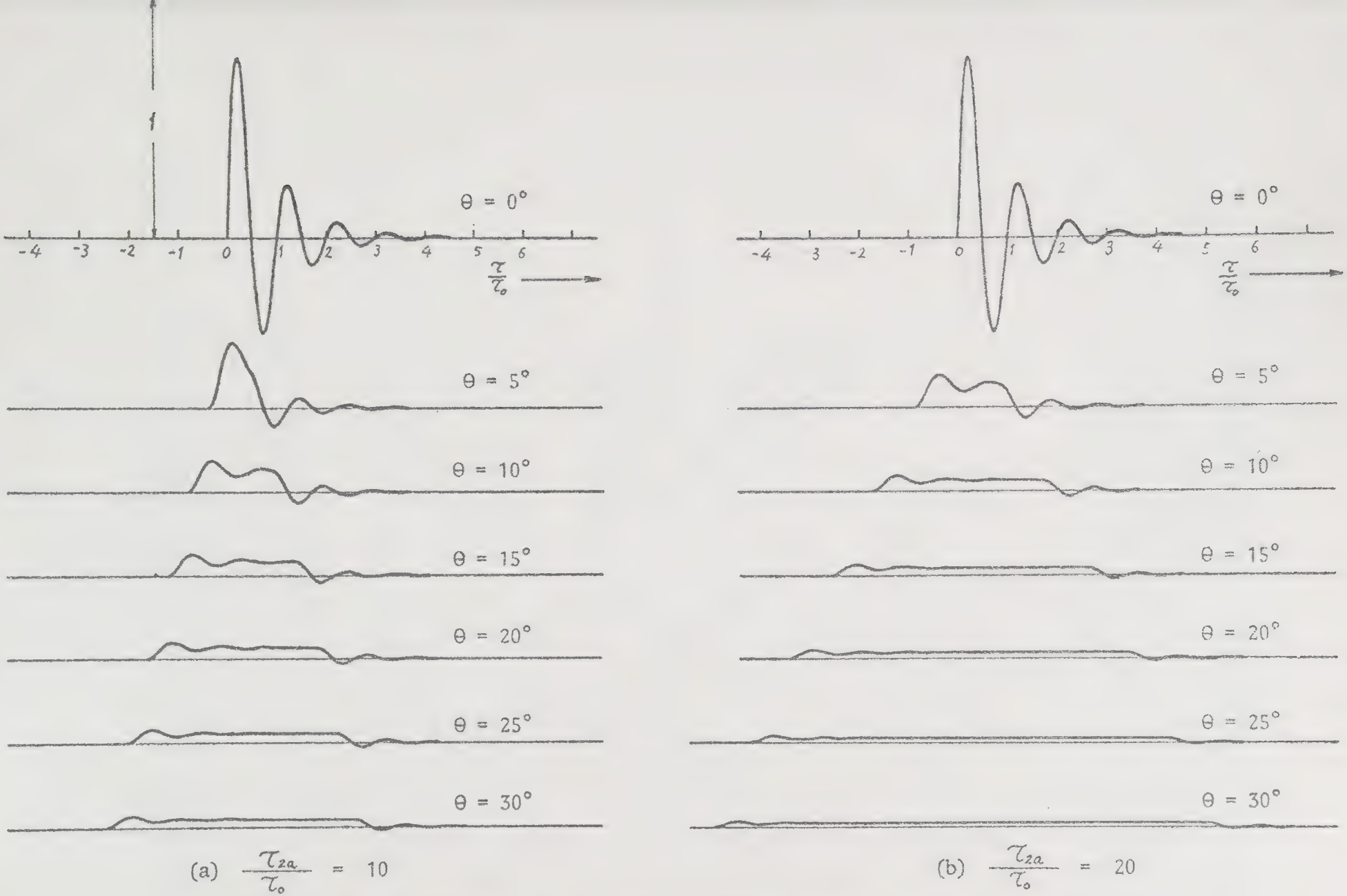


Fig. I.23



(a) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 10$ (b) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 20$

Fig. I.24 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION OSCILLATOIRE AMORTIE.

I.4.2.- PISTON CIRCULAIRE -

Supposons maintenant que le piston émetteur d'ondes pulsées ait la forme circulaire, ce piston restant encastré dans un baffle convenable (Fig. 1.25).

Nous restreignons le problème au plan x - z, et désignons par r_o la distance au point O (origine) d'un point donné de réception A_ϑ dans un plan x - z.

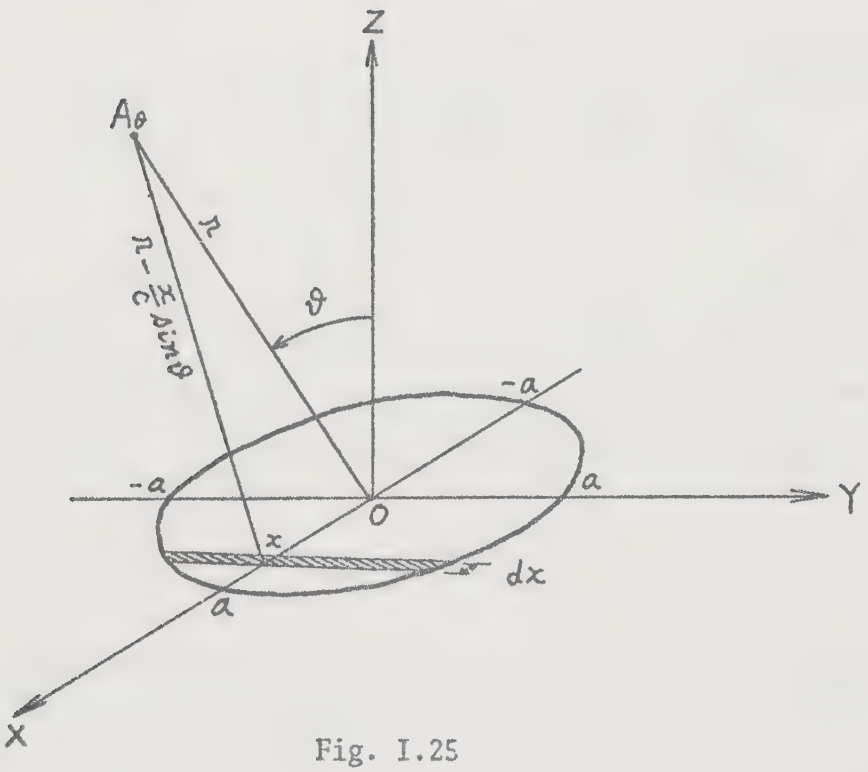


Fig. I.25

La pression acoustique instantanée émise par le piston circulaire s'écrit en posant $r_o \gg a$:

$$dp = \frac{\rho}{2\pi r} \cdot 2\sqrt{a^2 - x^2}\left[\alpha\left(t - \frac{r}{c} + \frac{x}{c}\sin\vartheta\right)\right] dx$$

et

(1.29)
$$P(t) = \frac{\rho}{2\pi r} \int_{x=-a}^{x=a} 2\sqrt{a^2 - x^2}\left[\alpha\left(t - \frac{r}{c} + \frac{x}{c}\sin\vartheta\right)\right] dx$$

En changeant la variable x en t, on a :

$$dp = \frac{\rho}{2\pi r}\left(\frac{c}{\sin\vartheta}\right)^2 \cdot 2\sqrt{\left(\frac{a}{c}\sin\vartheta\right)^2 - \left(t-\frac{r}{c}\right)^2}\cdot \alpha\left(t-\frac{r}{c}\right)dt$$

en posant :

$$\tau = t - \frac{r}{c}, \quad \tau_a = \frac{a}{c}, \quad S = \pi a^2$$

On en déduit :

(1.30) $$p(\tau) = \frac{\rho S}{2\pi r}\left(\frac{1}{\tau_a \sin\vartheta}\right)\left(\frac{2}{\pi}\right)\int_{\tau=-\tau_a\sin\vartheta}^{\tau} \sqrt{(\tau_a\sin\vartheta)^2 - \tau^2}\cdot\alpha(\tau)\,d\tau$$

avec : $$-\tau_a \sin\vartheta \leqq \tau \leqq \tau_a \sin\vartheta$$

Quand $\alpha(\tau)$ (accélération des particules sur le piston) ou $u_o(\tau)$ (vitesse du piston) est donnée, la formule (1.30) nous donne la pression acoustique instantanée à un point donné, soit par calcul analytique, soit, à défaut, par calcul numérique.

Cas particulier -

Supposons, comme précédemment au § I.4.1(A), que la pression observée sur l'axe en champ lointain (au point A_o) ait la forme d'une impulsion rectangulaire de durée τ_o. Cela signifie que l'accélération des particules au niveau du piston a aussi la même forme, c'est-à-dire :

$$\alpha(t) = \alpha_o\left[H\left(t+\frac{\tau_o}{2}\right) - H\left(t-\frac{\tau_o}{2}\right)\right]$$

ou en posant : $$\tau = t - \frac{r}{c}$$

(1.31) $$\alpha(\tau) = \alpha_o\left[H\left(\tau+\frac{\tau_o}{2}\right) - H\left(\tau-\frac{\tau_o}{2}\right)\right]$$

$$= \begin{cases} 0 & -\frac{\tau_o}{2} < \tau \\ \alpha_o & -\frac{\tau_o}{2} \leqq \tau \leqq \frac{\tau_o}{2} \\ 0 & \tau < \frac{\tau_o}{2} \end{cases}$$

La pression acoustique instantanée en un point donné A_o sera aussi la somme de deux composantes :

$$P(\tau) = P_+(\tau) + P_-(\tau) \tag{1.32}$$

Le premier terme provient de $\alpha_o \cdot H(\tau + \frac{\tau_o}{2})$

et le deuxième terme de $\alpha_o \cdot H(\tau - \frac{\tau_o}{2})$.

A l'aide de la figure I.26, $P_+(\tau)$ prend les valeurs suivantes :

$$P_+(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau \leq -\frac{\tau_o}{2} - \tau_a \sin\vartheta \\ \dfrac{\alpha_o \rho S}{2\pi r}\left(\dfrac{1}{\tau_a \sin\vartheta}\right)^2\left(\dfrac{2}{\pi}\right)\displaystyle\int_{\tau=-\frac{\tau_o}{2}-\tau_a\sin\vartheta}^{\tau} \sqrt{(\tau_a\sin\vartheta)^2-(\tau+\frac{\tau_o}{2})^2}\, d\tau & -\frac{\tau_o}{2} - \tau_a\sin\vartheta \leq \tau \leq -\frac{\tau_o}{2} + \tau_a\sin\vartheta \\ \dfrac{\alpha_o \rho S}{2\pi r}\left(\dfrac{1}{\tau_a \sin\vartheta}\right)^2\left(\dfrac{2}{\pi}\right)\displaystyle\int_{\tau=-\frac{\tau_o}{2}-\tau_a\sin\vartheta}^{\tau=-\frac{\tau_o}{2}+\tau_a\sin\vartheta} \sqrt{(\tau_a\sin\vartheta)^2-(\tau+\frac{\tau_o}{2})^2}\, d\tau = P_{+m}\ (= cte) & -\frac{\tau_o}{2} + \tau_a\sin\vartheta \leq \tau \end{cases}$$

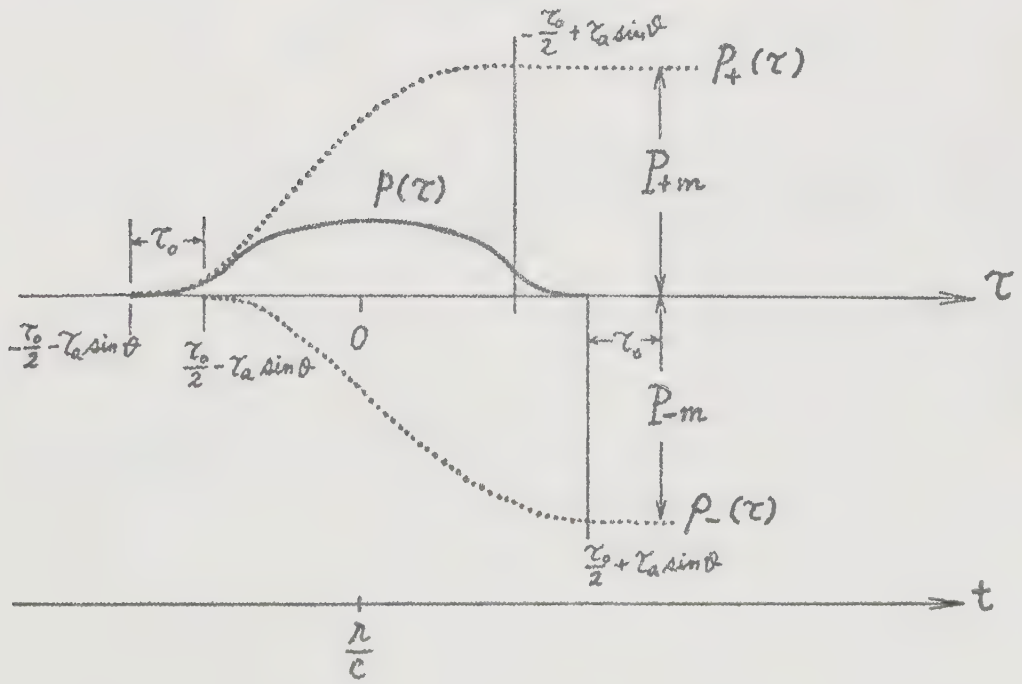


Fig. I.26

et P-(τ) prend les valeurs suivantes :

$$P_-(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau \leq \frac{\tau_0}{2} - \tau_a \sin\vartheta \\ \dfrac{-\alpha_0 P S}{2\pi R}\left(\dfrac{1}{\tau_a \sin\vartheta}\right)^2\left(\dfrac{2}{\pi}\right)\displaystyle\int_{\tau=\frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta}^{\tau} \sqrt{(\tau_a\sin\vartheta)^2-(\tau-\frac{\tau_0}{2})^2}\, d\tau & \frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \\ \dfrac{-\alpha_0 P S}{2\pi R}\left(\dfrac{1}{\tau_a \sin\vartheta}\right)^2\left(\dfrac{2}{\pi}\right)\displaystyle\int_{\tau=\frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta}^{\tau=\frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta} \sqrt{(\tau_a\sin\vartheta)^2-(\tau-\frac{\tau_0}{2})^2}\, d\tau & \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \end{cases}$$

On trouve pour les éléments P+(τ), P-(τ), P+m, P-m de la pression :

$$P_+(\tau) = \frac{\alpha_0 P S}{2\pi R}\left\{\frac{2}{\pi}\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right) + \frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2} + 1\right\} \qquad -\frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq -\frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta$$

$$P_{+m} = \frac{\alpha_0 P S}{2\pi R} \qquad -\frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau$$

$$P_-(\tau) = -\frac{\alpha_0 P S}{2\pi R}\left\{\frac{2}{\pi}\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right) + \frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2} + 1\right\} \qquad \frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta$$

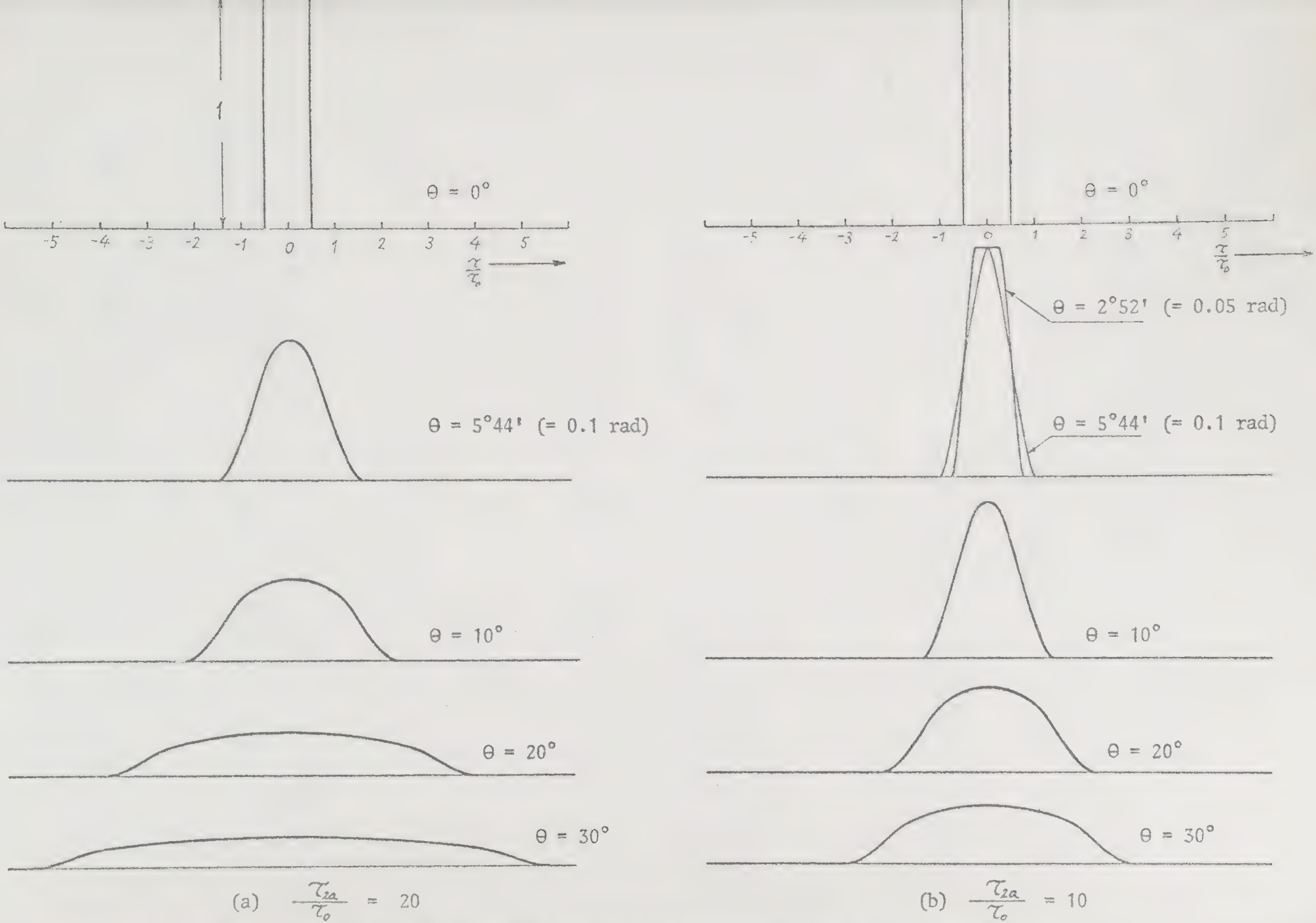
$$P_{-m} = -\frac{\alpha_0 P S}{2\pi R} \qquad \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau$$

Il en résulte que :

$$
(1.33)\quad P(\tau)\begin{cases}
= 0 & -\frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \\
= \frac{\alpha_0 \rho S}{2\pi r}\left\{\frac{2}{\pi}\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)+\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2}\right. & \\
\qquad \left.+1\right\}\ \left(=P_+(\tau)\right) & -\frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq \frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \\
= \frac{\alpha_0 \rho S}{2\pi r}\left(\frac{2}{\pi}\right)\left\{\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)-\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)\right. & \\
\qquad \left.+\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau+\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2}-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2}\right\} & \\
\left(=P_+(\tau)-P_-(\tau)\right) & \frac{\tau_0}{2}-\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq -\frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \\
= \frac{\alpha_0 \rho S}{2\pi r}\left\{1-\frac{2}{\pi}\sin^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)-\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)\sqrt{1-\left(\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{2\tau-\tau_0}\sin\vartheta}\right)^2}\right\} & \\
\left(=P_{+m}-P_-(\tau)\right) & -\frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau \leqq \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \\
= P_{+m}-P_{-m}=0 & \frac{\tau_0}{2}+\tau_a\sin\vartheta \leqq \tau
\end{cases}
$$

La figure I.27 montre la forme d'onde de pression donnée par la formule (1.33) en normalisant à :

$$\frac{\rho S}{2\pi r}=1, \qquad \alpha_0=1, \qquad \tau_0=1.$$



(a) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 20$ (b) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 10$

Fig. I.27 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION RECTANGULAIRE PAR PISTON CIRCULAIRE.

I.4.3.- RESEAU LINEAIRE -

La pression acoustique instantanée émise par une source ponctuelle sphérique (unipôle ou "monopôle") est donnée par :

$$P(t) = \frac{\rho}{4\pi r}\left[\frac{\partial}{\partial t} V(t-\frac{r}{c})\right] \tag{1.34}$$

Si cette source se place sur un baffle, la pression acoustique est :

$$P(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\left[\frac{\partial}{\partial t} V(t-\frac{r}{c})\right] \tag{1.35}$$

V est l'intensité de source ponctuelle, c'est-à-dire que V est la "vitesse de source", autrement dit la vitesse du volume débité par la source.

Nous introduisons l'accélération de source ponctuelle α_p définie :

$$\alpha_p\,(t-\frac{r}{c}) = \frac{\partial}{\partial t} V(t-\frac{r}{c})$$

(1.35) se réduit à :

$$P(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha_p(t-\frac{r}{c}) \tag{1.36}$$

Imaginons un réseau linéaire de n+1 sources ponctuelles sphériques encastrées dans un baffle (Fig. 1.28). La pression acoustique reçue à un point A_θ dans le champ lointain est donnée par la somme des pressions émises par chacune des sources.

En posant : $r_0 \gg 2D$, $\tau = t - \frac{r}{c}$

$$P(t) = P_0(t) + P_1(t) + \cdots + P_n(t) \tag{1.37}$$

$$= \frac{\rho}{2\pi r} \sum_{m=0}^{n} \alpha_p(\tau - \frac{m d}{c}\sin\vartheta)$$

où

$$p_0(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha_p(\tau)$$

$$p_1(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha_p\left(\tau - \frac{d}{c}\sin\vartheta\right)$$

$$p_2(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha_p\left(\tau - 2\frac{d}{c}\sin\vartheta\right)$$

....

$$p_n(t) = \frac{\rho}{2\pi r}\,\alpha_p\left(\tau - n\frac{d}{c}\sin\vartheta\right)$$

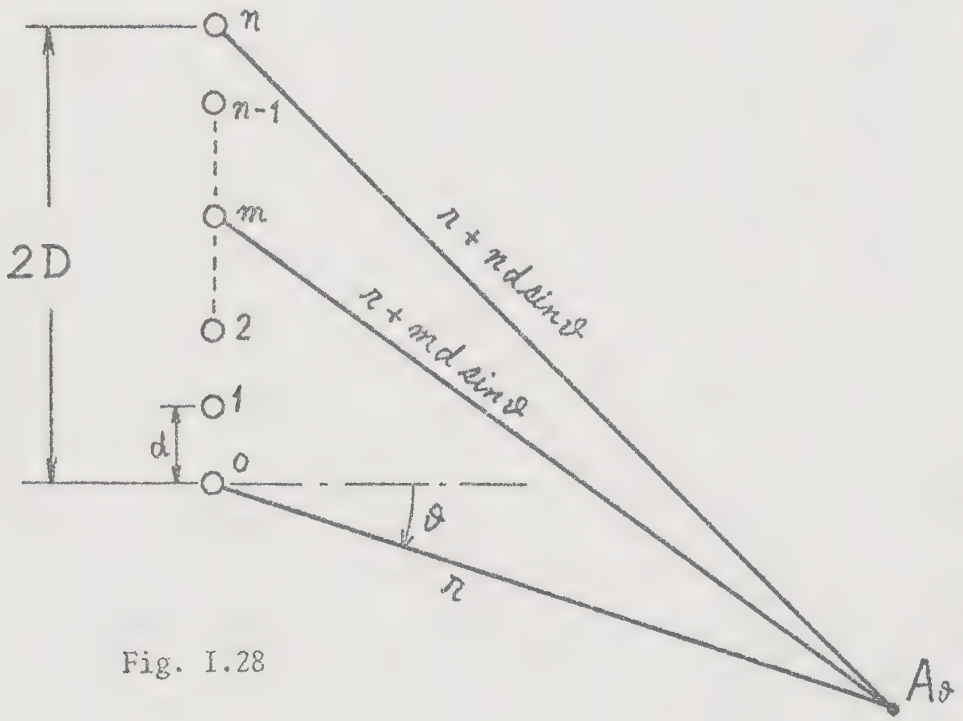


Fig. I.28

Si le nombre des sources (n+1) augmente quand on diminue l'intervalle des sources d c'est-à-dire en conservant D constant dans la relation nd = 2D, la pression résultant de la formule (1.37) tend vers les résultats (1.19) (1.20) relatifs au piston rectangulaire.

Les figures I.29, I.30, et I.31 montrent la forme de la pression acoustique instantanée émise par un réseau linéaire dans les deux cas : $\frac{d}{c} = 1$ et $\frac{d}{c} = 2$ en normalisant à :

$$\frac{\rho}{2\pi r} = 1, \quad \tau_0 = 1, \quad \left|(n+1)\,\alpha_p\right|_{\text{maximum}} = 1$$

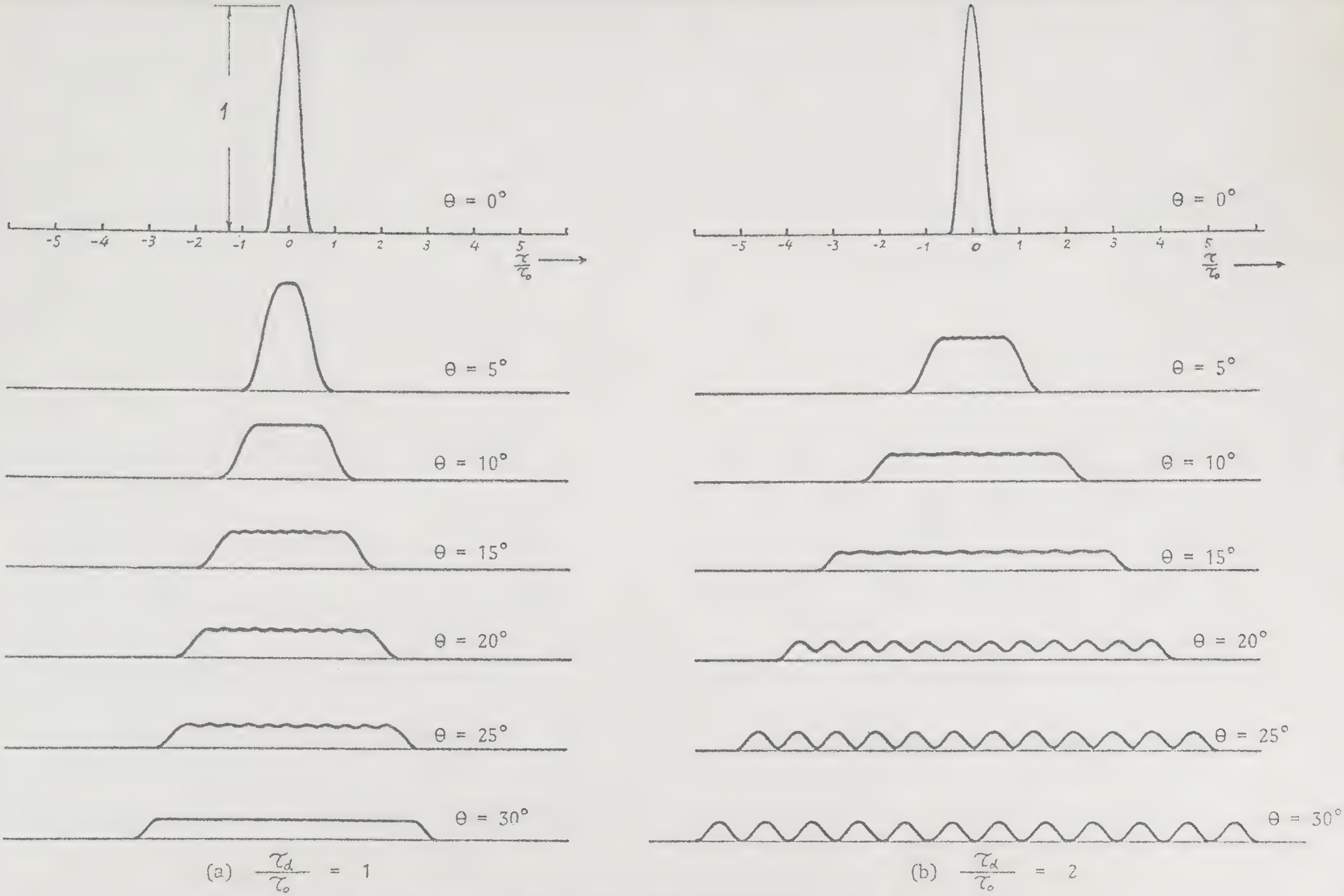


Fig. I.29 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION D'UN COSINUS CARRE PAR RESEAU LINEAIRE (n = 12).

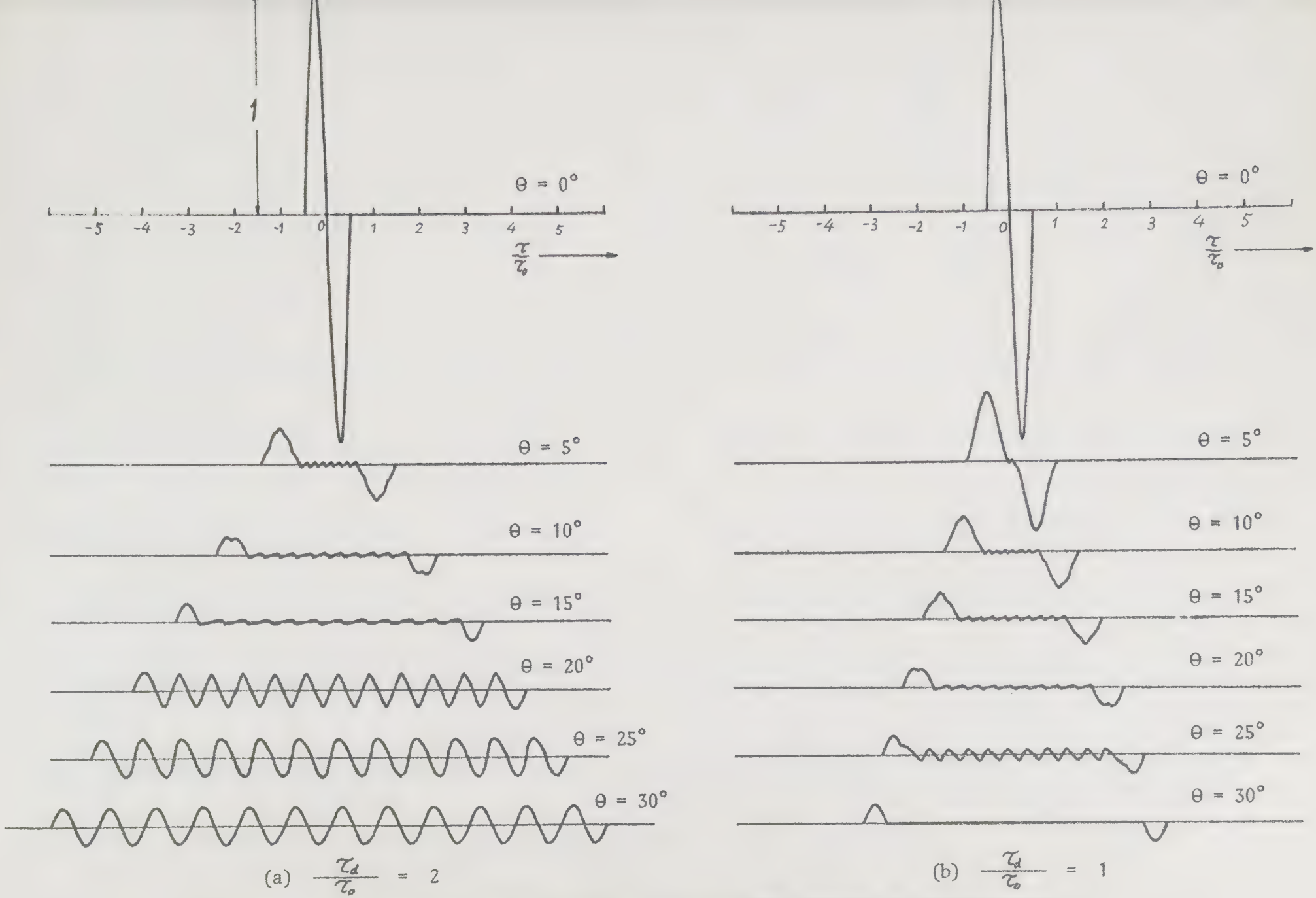


Fig. I.30 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION D'UNE PERIODE DE SINUSOIDE PAR RESEAU LINEAIRE (n = 12)

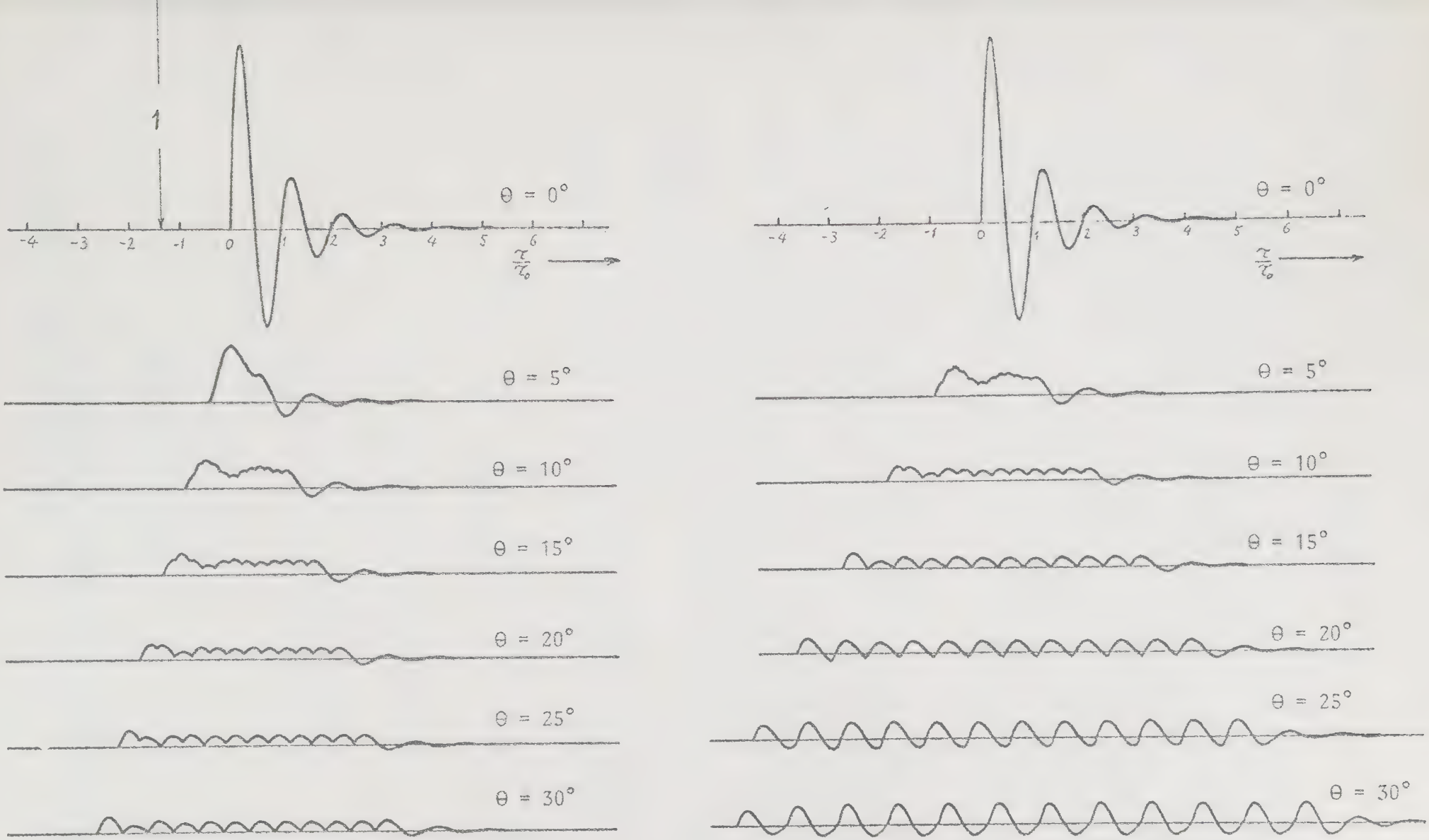


Fig. I.31 : DEFORMATION DES ONDES D'IMPULSION OSCILLATOIRE AMORTIE.

I.5.- DIRECTIVITE DES SOURCES POUR DES ONDES PULSEES -

On peut caractériser une fonction sinusoïdale par l'ensemble de deux quantités seulement : la phase et l'amplitude. Pour la même raison, on peut caractériser le rayonnement des transducteurs par une seule expression, soit la fonction de directivité (directivity function), soit le diagramme de directivité (directivity pattern). Mais, comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent, les ondes pulsées se déforment en fonction de l'angle θ sous lequel on voit l'axe de transducteur. Par conséquent, on ne peut pas représenter la caractéristique directionnelle (la directivité) des transducteurs par une seule fonction puisque la forme des ondes reçues en un point donné dépend de la forme de transducteur ainsi que de la forme des ondes à l'émission.

Dans ce paragraphe, nous cherchons une représentation de la directivité des ondes pulsées en nous occupant seulement de leur amplitude de crête parce que cette dernière quantité est plus facile à calculer théoriquement et à mesurer expérimentalement que les autres quantités, comme l'amplitude efficace, l'énergie acoustique, le spectre de fréquence et de phase, etc...

La déformation des ondes pulsées provient de ce que les ondes élémentaires émises par chacun des éléments de transducteur n'arrivent pas simultanément au point d'observation.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.1, pour la directivité de piston rectangulaire on a l'expression approximative (1.4) (1.6)

$$R_p = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{2a}}{\tau_o} \sin\theta} \qquad \text{où} \qquad \tau_o \ll \tau_{2a}$$

R_p : directivité pour l'amplitude de crête

P_o : pression de crête à $\theta = 0$

P_θ : pression de crête à un angle donné

$\tau_{2a} = \frac{2a}{c}$

τ_o : longueur d'impulsion

$2a$: longueur de rectangle

c : vitesse des ondes.

Nous allons maintenant rechercher une valeur plus exacte de la directivité de l'amplitude de crête.

I.5.1.- PISTON RECTANGULAIRE -

- I.5.1 (A) - Directivité pour une onde en forme d'impulsion rectangulaire -

D'après les résultats obtenus au § I.4.1 (A), éq (1.21) (1.27), la pression de crête reçue à la distance r_o, est donnée par :

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r}\alpha_o \qquad \theta = 0$$

$$P_\theta = \begin{cases} \dfrac{\rho S}{2\pi r}\alpha_o & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{\rho S}{2\pi r}\dfrac{\alpha_o}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Par conséquent, la fonction de directivité d'amplitude de crête pour l'onde d'impulsion rectangulaire est donnée par :

$$(1.38) \qquad R_p = \frac{P_\theta}{P_o} = \begin{cases} 1 & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{1}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right)\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Voir figure 1.32.

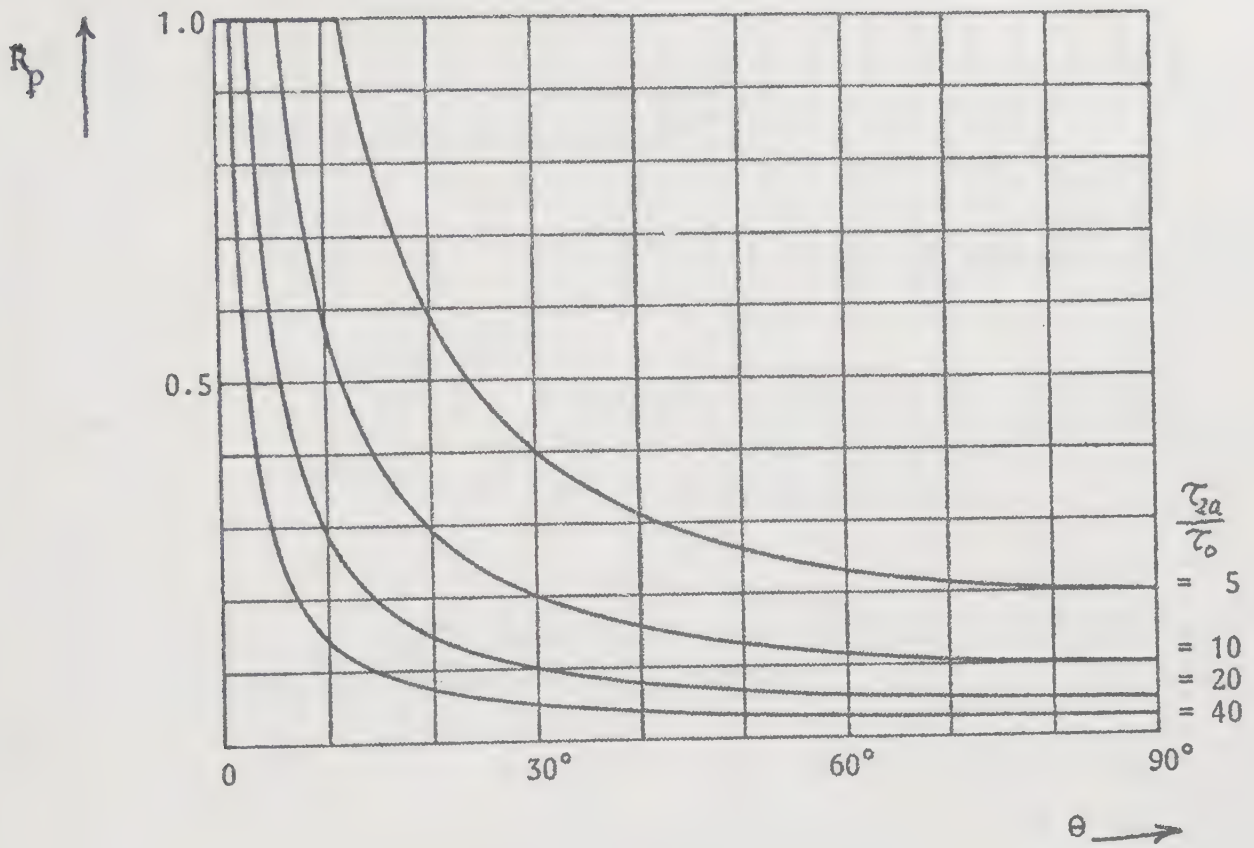


Fig. I.32 : DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON RECTANGULAIRE POUR L'ONDE D'IMPULSION RECTANGULAIRE

- I.5.1 (B) - Impulsion triangulaire -

D'après l'équation (1.21), la pression de crête est donnée par :

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r}\alpha_o \qquad \theta = 0$$

$$P_\theta = \begin{cases} \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r}\left\{1 - \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right)\sin\theta\right\} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r}\dfrac{1}{2\left(\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right)\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Par conséquent, la fonction de directivité de crête pour l'onde d'impulsion triangulaire est donnée par :

(1.39)
$$R_p = \begin{cases} \left\{1 - \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right)\sin\theta\right\} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{1}{2}\dfrac{1}{\left(\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\right)\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Voir figure I.33.

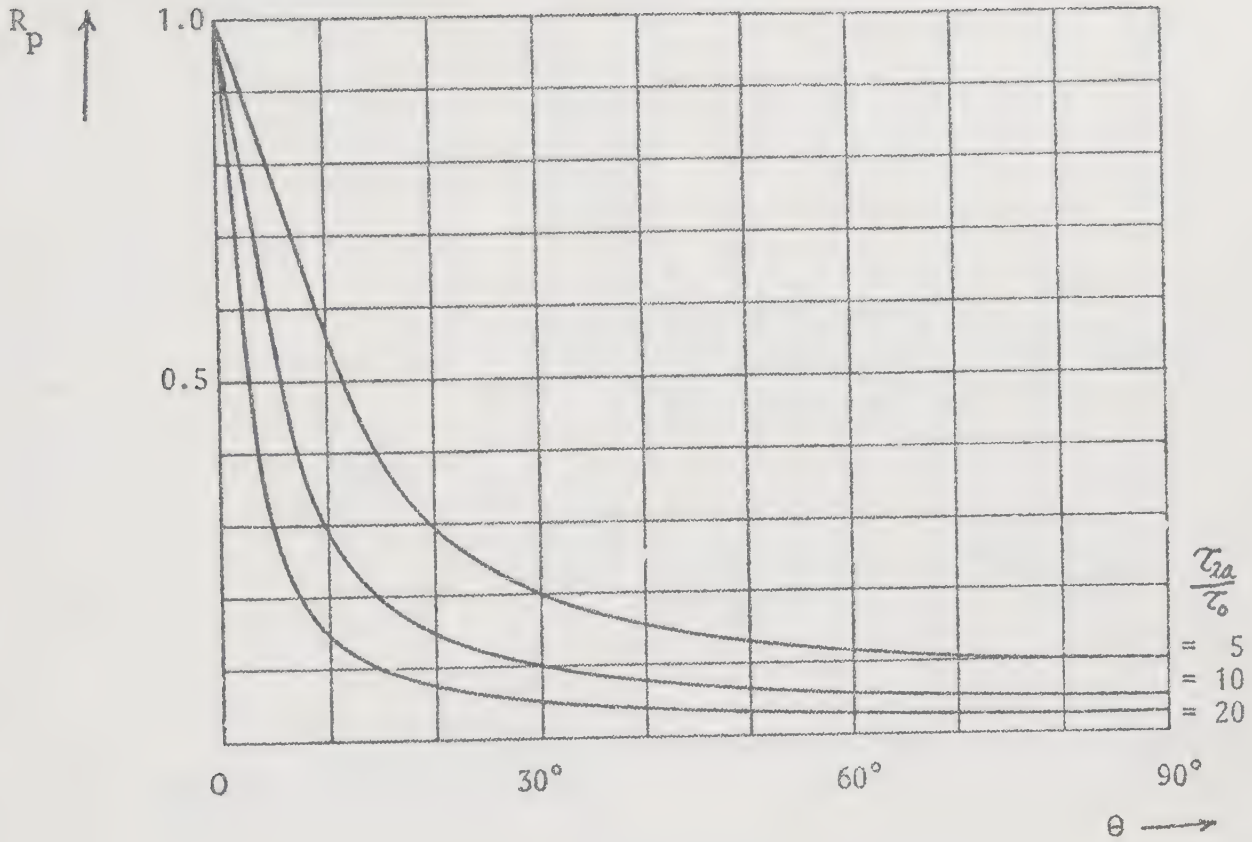


Fig. I.33 : DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON RECTANGULAIRE POUR L'ONDE D'IMPULSION TRIANGULAIRE

- I.5.1 (C) - Impulsion en demi-cosinus -

D'après les résultats obtenus en (1.21) la pression de crête est donnée par :

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r}\alpha_o \qquad \theta = 0$$

$$P_\theta = \begin{cases} \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r} \dfrac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right)} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r} \dfrac{1}{\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Par conséquent la fonction de directivité pour une impulsion de demi-cosinus est donnée par :

(1.40)
$$R_p = \begin{cases} \dfrac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right)}{\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{1}{\frac{\pi}{2}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Voir figure I.34.

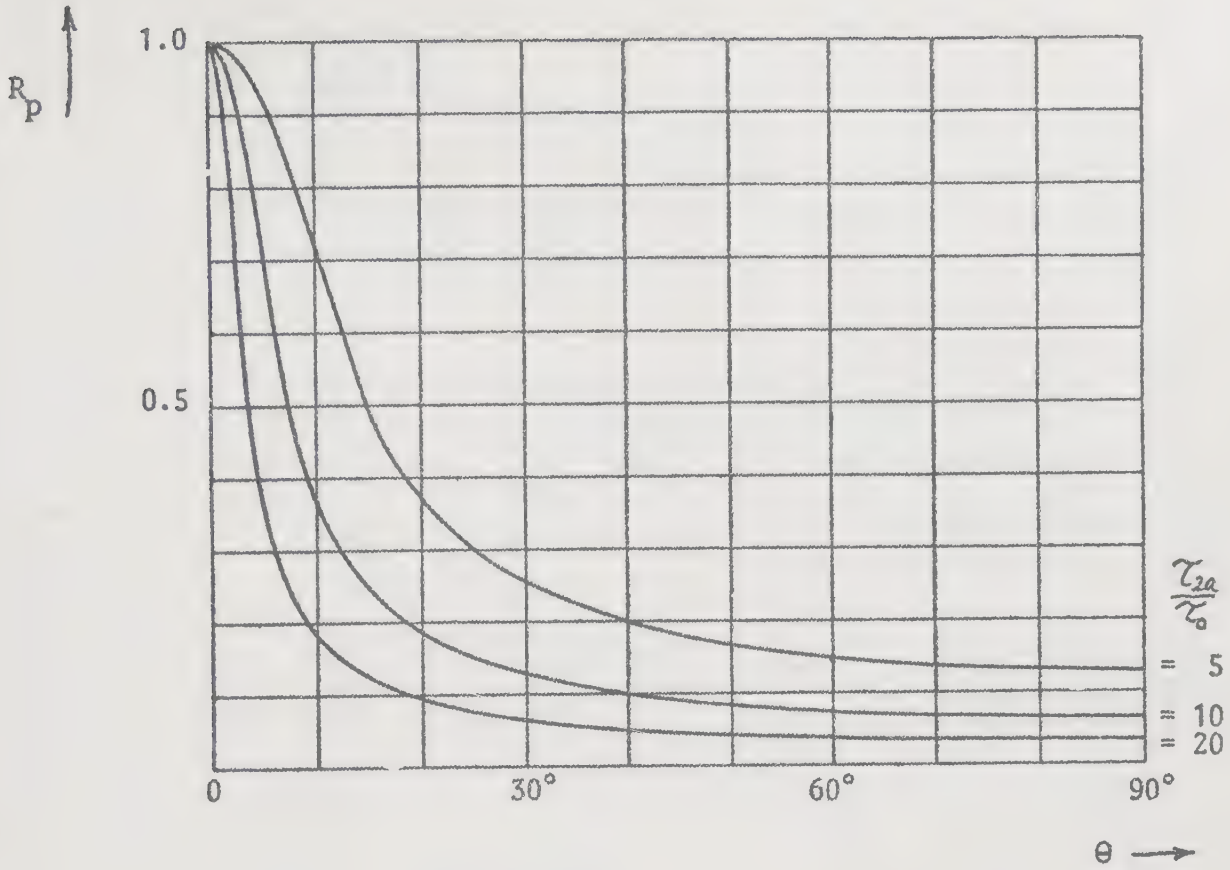


Fig. I.34 : DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON RECTANGULAIRE POUR UNE IMPULSION EN DEMI-COSINUS

- I.5.1 (D) - Impulsion en cosinus carré -

D'après les résultats obtenus à l'équation (1.22), la pression de crête est donnée par :

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r} \qquad \theta = 0$$

$$P_\theta = \begin{cases} \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r}\left\{1 + \dfrac{\sin(\omega_o \tau_a \sin\theta)}{\omega_o \tau_a \sin\theta}\right\} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r} \dfrac{1}{2\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

où $\omega_o = \dfrac{2\pi}{\tau_o}$

Par conséquent la fonction de directivité pour une impulsion d'un cosinus carré est donnée par :

(1.41)
$$R_p = \begin{cases} \dfrac{1}{2}\left\{1 + \dfrac{\sin\left(\pi \dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right)}{\left(\pi \dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right)}\right\} & 0 \leqq \theta \leqq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{1}{2} \dfrac{1}{\dfrac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leqq \theta \leqq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Voir figure I.35.

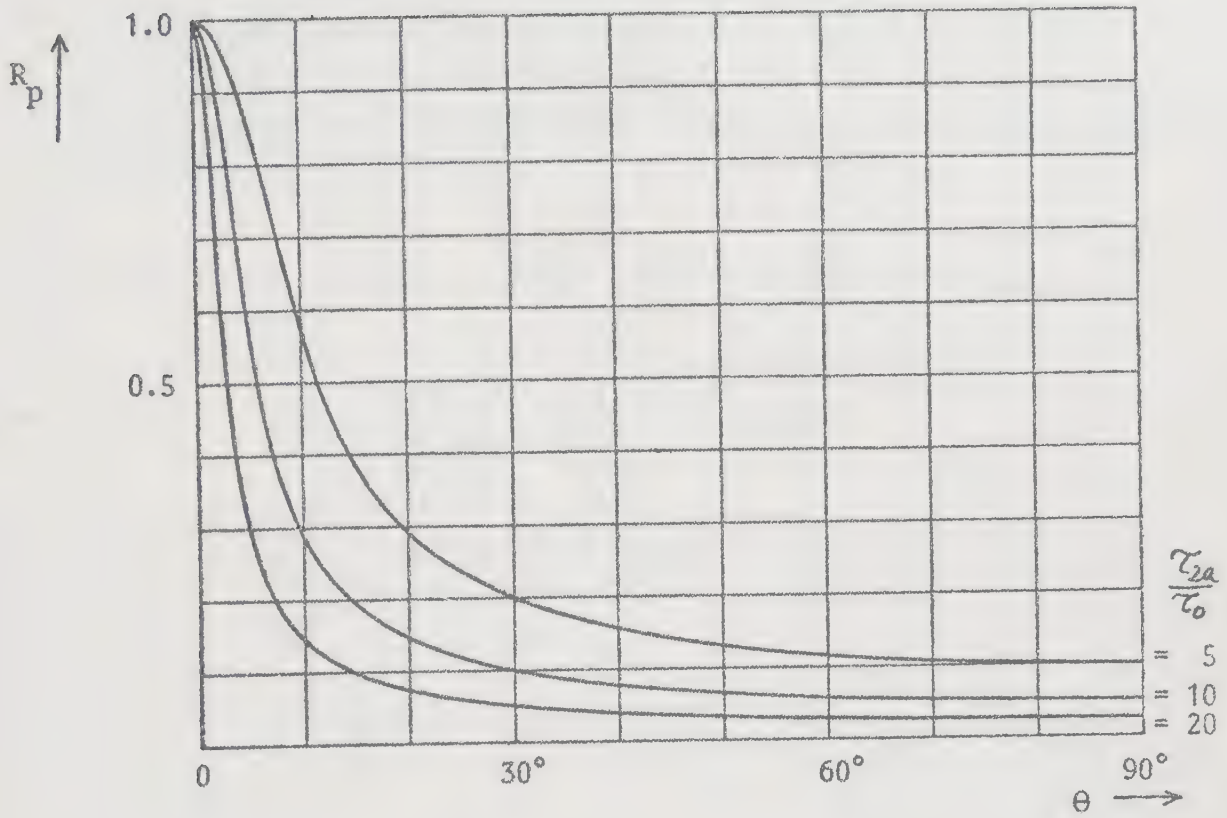


Fig. I.35 : DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON RECTANGULAIRE POUR UNE IMPULSION EN COSINUS CARRE

- I.5.1 (E) - Impulsion oscillatoire amortie -

Les ondes en forme d'impulsion oscillatoire amortie n'ont pas la forme symétrique. Il n'est donc plus aussi facile de calculer la valeur exacte de la directivité de l'amplitude de crête que dans le cas des ondes symétriques mentionnées précédemment. On propose alors le calcul approximatif suivant :

A $\Theta = 0$ (ou sur l'axe de transducteur)

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r} \alpha_o e^{-\left(\frac{\lambda}{\omega_o}\right)\varphi} \sin\varphi$$

où $\varphi = tg^{-1}\left(\frac{\omega_o}{\lambda}\right)$

Si $\frac{\omega_o}{\lambda} \gg 1$, on peut considérer $\varphi \simeq \frac{\pi}{2}$

on a donc :

$$P_o \simeq \frac{\rho S}{2\pi r} \alpha_o e^{-\frac{\lambda}{\omega_o}\frac{\pi}{2}}$$

ou si $\frac{\alpha}{\omega_o}\frac{\pi}{2} \ll 1$

On a :

$$P_o \simeq \frac{\rho S}{2\pi r} \alpha_o$$

La pression acoustique de crête en un point donné A_Θ tel que

$\vartheta \gg \sin^{-1}\left(\frac{1}{\lambda \tau_{2a}}\right)$ et $\vartheta \geq \sin^{-1}\left(\frac{\pi}{\omega_o}\frac{1}{\tau_{2a}}\right)$

sera approximativement :

$$P_\theta = \frac{\rho S \alpha_0}{2\pi R} \frac{1}{\left(\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\right)\sin\theta} \left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right) \frac{1}{\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2 + 1}$$

où $\tau_0 = \frac{2\pi}{\omega_c}$

Sous les mêmes conditions, la directivité est donnée par :

(1.42) $$R_p = \left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right) \frac{1}{\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2 + 1} \frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_0}\sin\theta}$$

La figure 1.36 montre l'écart entre la valeur exacte et la valeur approximative dans une cas simple.

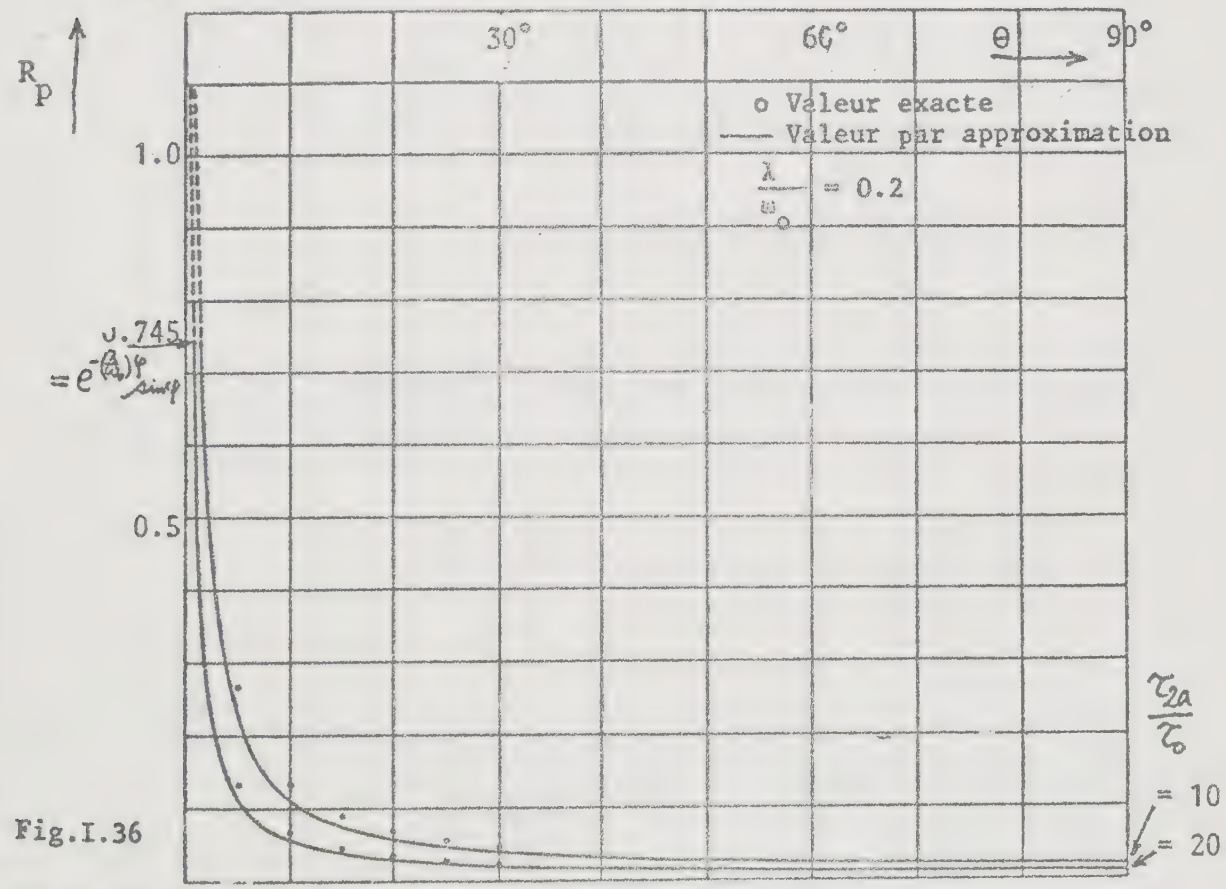


Fig.I.36

DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON RECTANGULAIRE POUR UNE IMPULSION OSCILLATOIRE AMORTIE

Dans la pratique, on peut utiliser comme directivité approximative celle qui a été mentionnée au § I.1, éq.(1.6) en déterminant une largeur équivalente d'impulsion τ_0 à l'aide du rapport $\frac{(P_\theta)_{\text{moyenne}}}{P_c}$.

I.5.2.- PISTON CIRCULAIRE -

Nous allons calculer également la directivité de piston circulaire encastré dans un baffle quand il émet une onde d'impulsion rectangulaire sur l'axe.

D'après les résultats obtenus dans le § I.4.2, éq. (1.27), on obtient la pression d'amplitude de crête :

$$P_o = \frac{\rho S}{2\pi r}\alpha_o \qquad \theta = 0$$

$$P_\theta = \begin{cases} \dfrac{\rho S \alpha_o}{2\pi r} & < \theta \leq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{\rho S}{2\pi r}\dfrac{2}{\pi}\left\{\sin^{-1}\left(\dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\right) + \dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\sqrt{1-\left(\dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\right)^2}\right\} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leq \theta \leq \dfrac{\pi}{2} \end{cases}$$

Par conséquent, la fonction de directivité pour une onde en forme d'impulsion rectangulaire est donnée par :

$$R_p = \begin{cases} 1 & 0 \leq \theta \leq \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \dfrac{2}{\pi}\left\{\sin^{-1}\left(\dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\right) + \dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\sqrt{1-\left(\dfrac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta}\right)^2}\right\} & \sin^{-1}\left(\dfrac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leq \theta \leq \dfrac{\pi}{2} \end{cases} \tag{1.43}$$

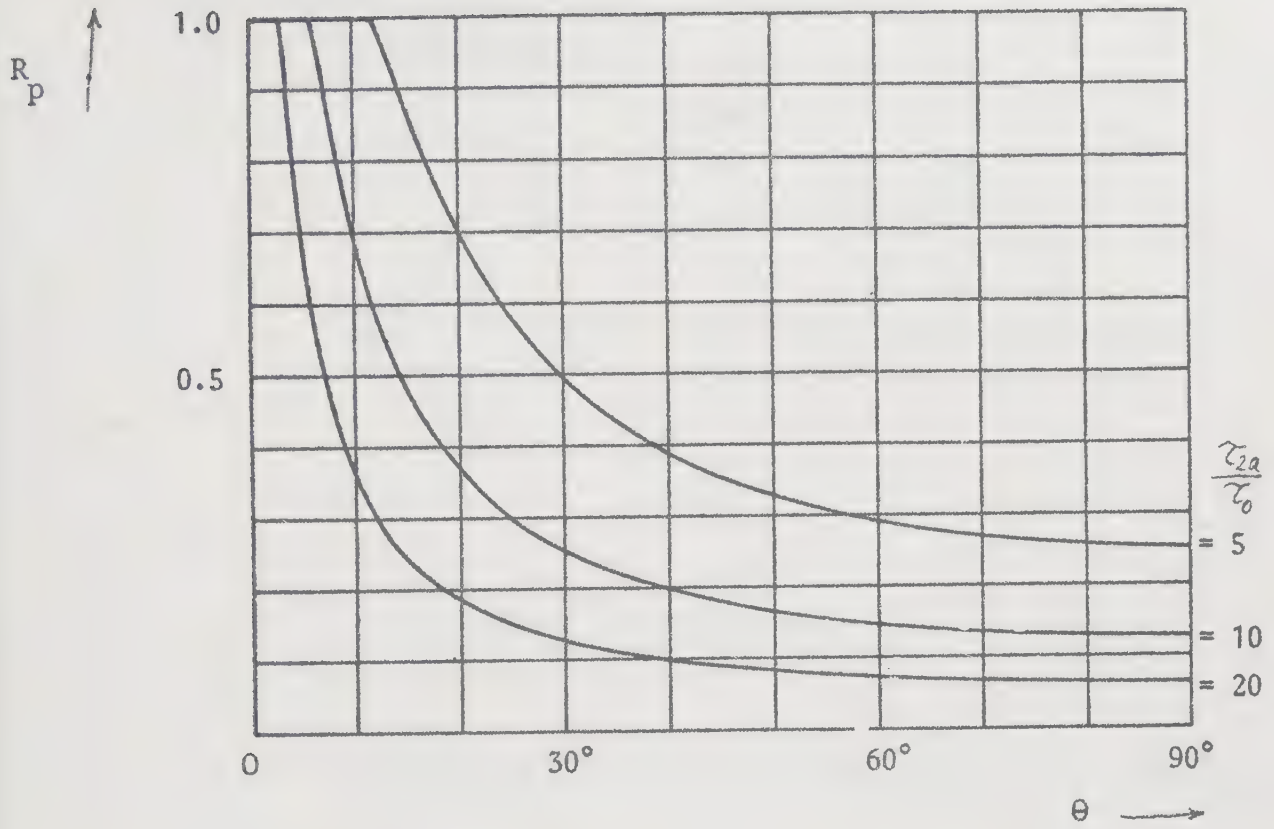


Fig. I.37 : DIRECTIVITE DE CRETE DU PISTON CIRCULAIRE
POUR UNE IMPULSION RECTANGULAIRE

I.5.3.- RESEAU LINEAIRE -

La pression acoustique instantanée émise par un réseau linéaire de n sources est donnée par l'équation (1.31)

- à un point donné

$$p(r) = \frac{\rho}{2\pi r} \sum_{m=0}^{n} \alpha_p(\tau - m\tau_d \sin\theta)$$

où $\tau_d = \frac{d}{c}$ d : intervalle des sources

$$\tau = t - \frac{r}{c}$$

- à $\theta = 0$

$$p_o(r) = \frac{\rho}{2\pi r} n \alpha_p(\tau,$$

Théoriquement on peut exprimer la directivité d'amplitude de crête par :

$$R_p = \frac{P_{m\theta}}{P_{mo}}$$

P_{mo} : amplitude maximum à $\theta = 0$

$P_{m\theta}$: amplitude maximum à un point

Pourtant, pratiquement il est très malcommode de calculer la directivité d'amplitude de crête pour un réseau linéaire, car la forme des ondes reçues est alors beaucoup plus compliquée que dans le cas du piston rectangulaire ou circulaire.

Mais si 2 D >> d, c'est-à-dire si le nombre de sources est assez grand, on peut appliquer les formules de la directivité de crête pour le piston rectangulaire.

Par ailleurs, des ondes pulsées émises par un réseau linéaire comportent des fréquences accentuées. On peut caractériser la directivité d'un

réseau linéaire par les fréquences accentuées autant que l'amplitude de crête. La pression acoustique sinusoïdale émise par un réseau linéaire en un point donné dans le champ lointain est donnée par :

$$P(j\omega,\theta) = \frac{j\omega\rho}{2\pi r} V e^{j(\omega t - kr)} \frac{\sin\left(\omega \frac{n\tau_d}{2} \sin\theta\right)}{n \sin\left(\omega \frac{\tau_d}{2} \sin\theta\right)}$$

où $\frac{V}{n}$: intensité de source ponctuelle

$$k = \frac{\omega}{c} \ , \ \tau_d = \frac{d}{c}$$

d intervalle des sources.

On peut obtenir la condition de résonance par $\omega \frac{\tau_d}{2} \sin\theta = m\pi$

On en déduit donc :

$$\omega_m = \frac{2m\pi}{\tau_d \sin\theta}$$

ou

(1.45) $$f_m = \frac{m}{\tau_d \sin\theta}$$ où m = 1, 2, 3 ...

Cela signifie que des ondes émises par chacune des sources arrivent à un point de réception à la même phase aux fréquences accentuées.

Nous allons discuter, dans le paragraphe suivant, ce phénomène en comparant les valeurs calculées et les résultats expérimentaux.

I.5.4.- RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Nous avons déjà mentionné, au paragraphe I.2, le principe de la source à fil explosé.

La figure 1.36 donne un échantillon typique des ondes émises par cette source. Le montage et les conditions expérimentales sont illustrés Fig. 1.5 et Fig. 1.6.

Nous calculons approximativement la directivité de la source à fil explosé en la considérant comme un piston rectangulaire (longueur de fil = longueur de rectangle) animé d'un mouvement pulsé de forme triangulaire.

La directivité du piston rectangulaire avec impulsion triangulaire est donnée par l'équation (1.39) :

$$(1.39) \qquad R_p = \begin{cases} \left(1 - \frac{1}{2}\,\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta\right) & 0 \leq \theta \leq \sin^{-1}\left(\frac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \\ \frac{1}{2}\,\frac{1}{\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\sin\theta} & \sin^{-1}\left(\frac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

Les résultats expérimentaux de la figure 1.38 nous donnent les éléments numériques nécessaires:

$$\tau_{2a} = \frac{\text{écartement des électrodes}}{\text{vitesse des ondes}} = \frac{80 \text{ mm}}{1.500 \text{ m/sec}}$$

$$= 53.33 \ \mu \text{ Sec} \ .$$

La largeur d'impulsion τ_o est donnée par la forme des ondes sur l'axe ($\theta = 0$), soit :

$$\tau_o = 12,10 \ \mu\text{sec}$$

Dans ce cas particulier, on obtient :

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 4,408$$

$$\sin^{-1}\left(\frac{\tau_o}{\tau_{2a}}\right) = \sin^{-1}(0,2269)$$

$$= 0.227 \text{ rad.}$$

$$= 13° 07'$$

Finalement la directivité de la source à fil explosé de nos expériences devient :

$$(1.46) \qquad R_p = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2}(4,408)\sin\theta & 0 \leqq \theta \leqq 0,227 \\ \frac{1}{2}\,\frac{1}{(4,408)\sin\theta} & 0,227 \leqq \theta \leqq \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

La figure 1.39 compare la directivité calculée par (1.46) et celle que nous avons mesurée dans nos expériences. On peut considérer que les deux valeurs sont concordantes. La principale cause de discordance, quand θ est grand, est probablement le fait d'avoir assimilé le mouvement de la source à une impulsion triangulaire.

Nous discuterons au paragraphe suivant les résultats expérimentaux pour un réseau linéaire.

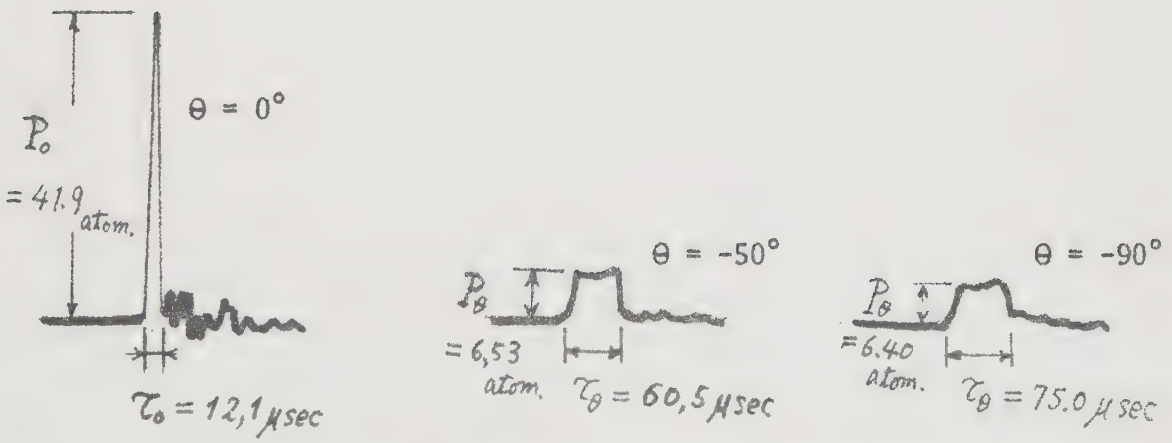


Fig.I.38 : ECHANTILLON DES ONDES EMISES PAR LA SOURCE A FIL EXPLOSE.

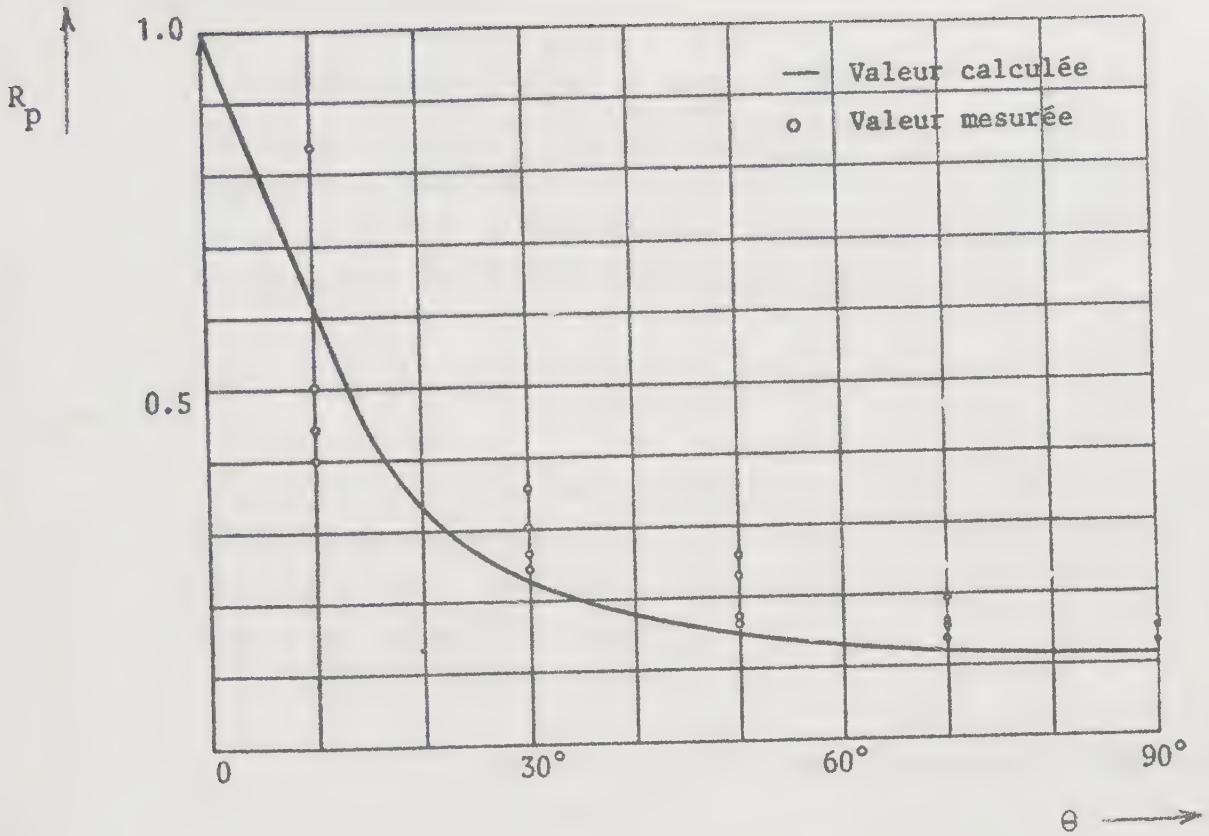


Fig. I.39 : DIRECTIVITE DE CRETE DE LA SOURCE A FIL EXPLOSE

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_o} = 4,408$$

I.6.- DIRECTIVITE ET ANALYSE DE FOURIER -

I.6.1.- DESCRIPTION -

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.3.1, on peut, en transformée de Fourier, exprimer la pression acoustique reçue à un point donné, par le produit de la forme des ondes émises sur l'axe et de la fonction de directivité (c'est-à-dire la fonction de transmission. En champ lointain, la pression acoustique est donnée, en fonction de fréquence, par :

$$P(j\omega,\theta) = A(j\omega)\cdot T(j\omega,\theta) \tag{1.47}$$

A(jω) : transformée de Fourier des ondes émises sur l'axe autrement dit transformée de Fourier de l'accélération des particules sur la surface de transducteur (en assimilant l'accélération des particules à la différentielle de la vitesse de piston).

T(jω,θ) : fonction de transfert

Comme nous avons vu dans le paragraphe I.3.1, la pression acoustique P(jω) peut s'écrire aussi

$$P(j\omega,\theta) = \frac{\rho S}{2\pi r} A(j\omega)\cdot R(j\omega,\theta) \quad \text{pour un piston encastré dans un baffle}$$

(1.48) ou

$$P(j\omega,\theta) = \frac{\rho S}{4\pi r} A(j\omega)\cdot R(j\omega,\theta) \quad \text{pour un piston sans baffle}$$

S : aire de la surface de piston

R(jω, θ) : fonction de directivité.

La Table 1 et la figure 1.40 montrent les résultats calculés des transformées de Fourier des ondes pulsées typiques.

La Table 2 et la figure 1.41 montrent les fonctions de directivité R(jω) pour le piston rectangulaire, le piston circulaire et le réseau linéaire, en normalisant $\frac{\rho S}{2\pi r} = 1$, $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau_0}$

(τ_0 = longueur d'impulsion).

La figure 1.42 donne quelques exemples de la pression acoustique en fonction de la fréquence A(jω) . R(jω).

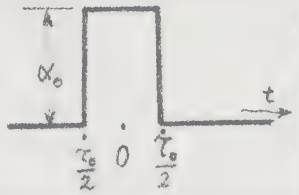
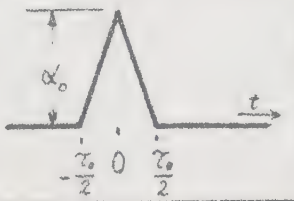
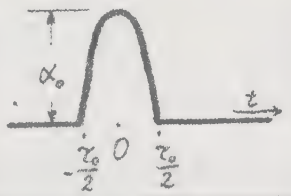
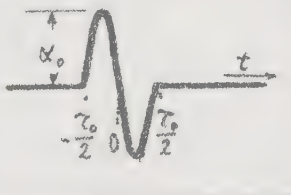
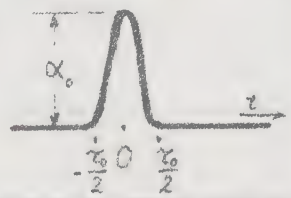
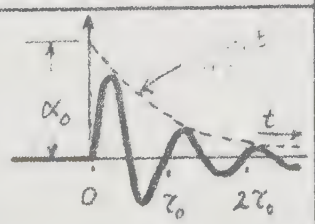
$\alpha(t)$: ACCELERATION EN FONCTION DU TEMPS		$A(j\omega)$: TRANSFORMEE DE FOURIER DE L'ACCELERATION $\alpha(t)$
IMPULSION RECTANGULAIRE		$\frac{2\pi\alpha_0}{\omega_0}\,\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi\right)}{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi\right)}$ $\omega_0=\frac{2\pi}{\tau_0}$
IMPULSION TRIANGULAIRE		$\frac{\pi\alpha_0}{\omega_0}\left[\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_0}\frac{\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\frac{\pi}{2}\right)}\right]^2$ $\omega_0=\frac{2\pi}{\tau_0}$
IMPULSION EN DEMI-COSINUS		$\frac{2\alpha_0}{\omega_0}\,\frac{\cos\left(\frac{\omega}{\omega_0}\frac{\pi}{2}\right)}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$ $\omega_0=\frac{\pi}{\tau_0}$
IMPULSION EN FORME D'UNE PERIODE DE SINUSOIDE		$j\,\frac{2\alpha_0}{\omega_0}\,\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi\right)}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}$ $\omega_0=\frac{2\pi}{\tau_0}$
IMPULSION EN COSINUS CARRE		$\frac{\alpha_0}{\omega_0}\,\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi\right)}{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\left[1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}$ $\omega_0=\frac{2\pi}{\tau_0}$
IMPULSION OSCILLATOIRE AMORTIE		$\frac{\alpha_0}{\omega_0}\,\frac{e^{-j\varphi}}{\sqrt{\left[1+\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2+4\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}$ $\varphi=tg^{-1}\,\frac{2\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)}{1+\left(\frac{\lambda}{\omega_0}\right)^2-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$

TABLE I

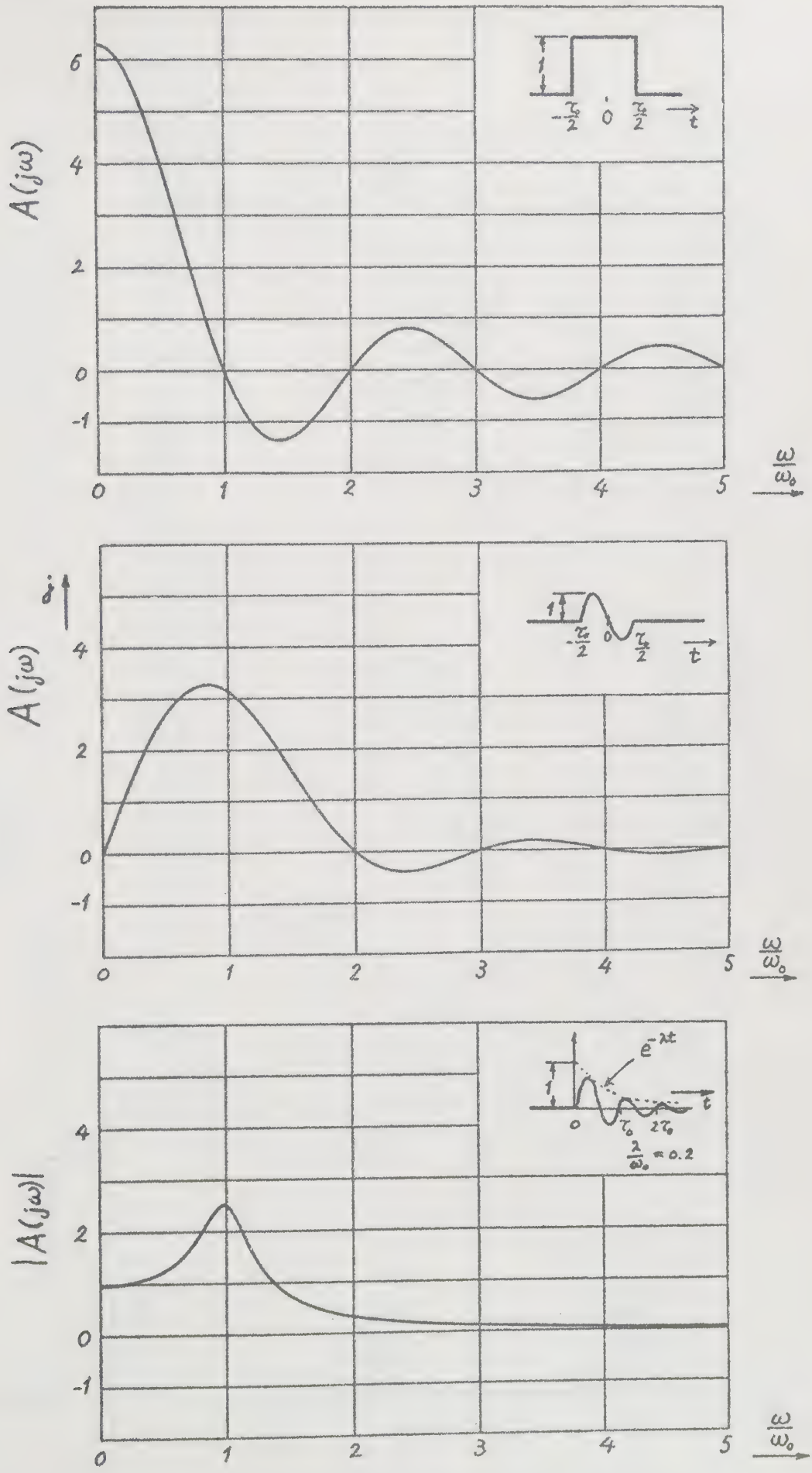
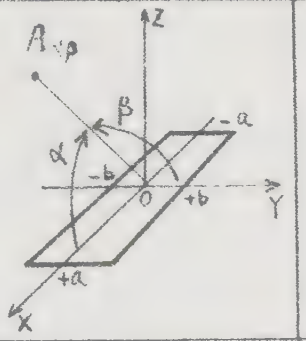
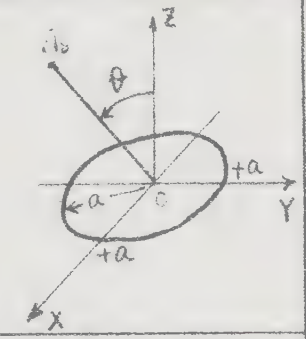
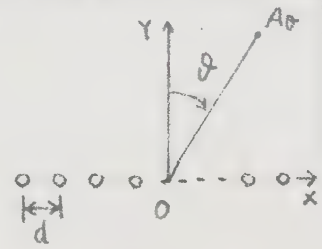


Fig.I.40 : TRANSFORMEE DE FOURIER DES ONDES PULSEES TYPIQUES.

TABLE II

	DIRECTIVITE $R(j\omega, \theta)$	DIRECTIVITE NORMALISEE $R(j\frac{\omega}{\omega_o}, \theta)$
PISTON RECTANGULAIRE 	$\frac{\sin(\omega\tau_a\cos\alpha)}{\omega\tau_a\cos\alpha}\cdot\frac{\sin(\omega\tau_b\cos\beta)}{\omega\tau_b\cos\beta}$	$\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\pi\cos\alpha\right)}{\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\pi\cos\alpha}\cdot\frac{\sin\left(\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2b}}{\tau_o}\pi\cos\beta\right)}{\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\pi\cos\beta}$
PISTON CIRCULAIRE 	$\frac{2J_1(\omega\tau_a\sin\theta)}{\omega\tau_a\sin\theta}$	$\frac{2J_1\left(\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\pi\sin\theta\right)}{\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_{2a}}{\tau_o}\pi\sin\theta}$
RESEAU LINEAIRE 	$\frac{\sin\left(\frac{n}{2}\omega\tau_a\sin\theta\right)}{n\sin\left(\frac{1}{2}\omega\tau_a\sin\theta\right)}$	$\frac{\sin\left(n\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_a}{\tau_o}\sin\theta\right)}{n\sin\left(\frac{\omega}{\omega_o}\frac{\tau_a}{\tau_o}\sin\theta\right)}$

$\omega_o = \frac{2\pi}{\tau_o}$, $\tau_a = \frac{a}{c}$, $\tau_b = \frac{b}{c}$, $\tau_{2a} = \frac{2a}{c}$, $\tau_{2b} = \frac{2b}{c}$, $\tau_d = \frac{d}{c}$, c : célérité des ondes

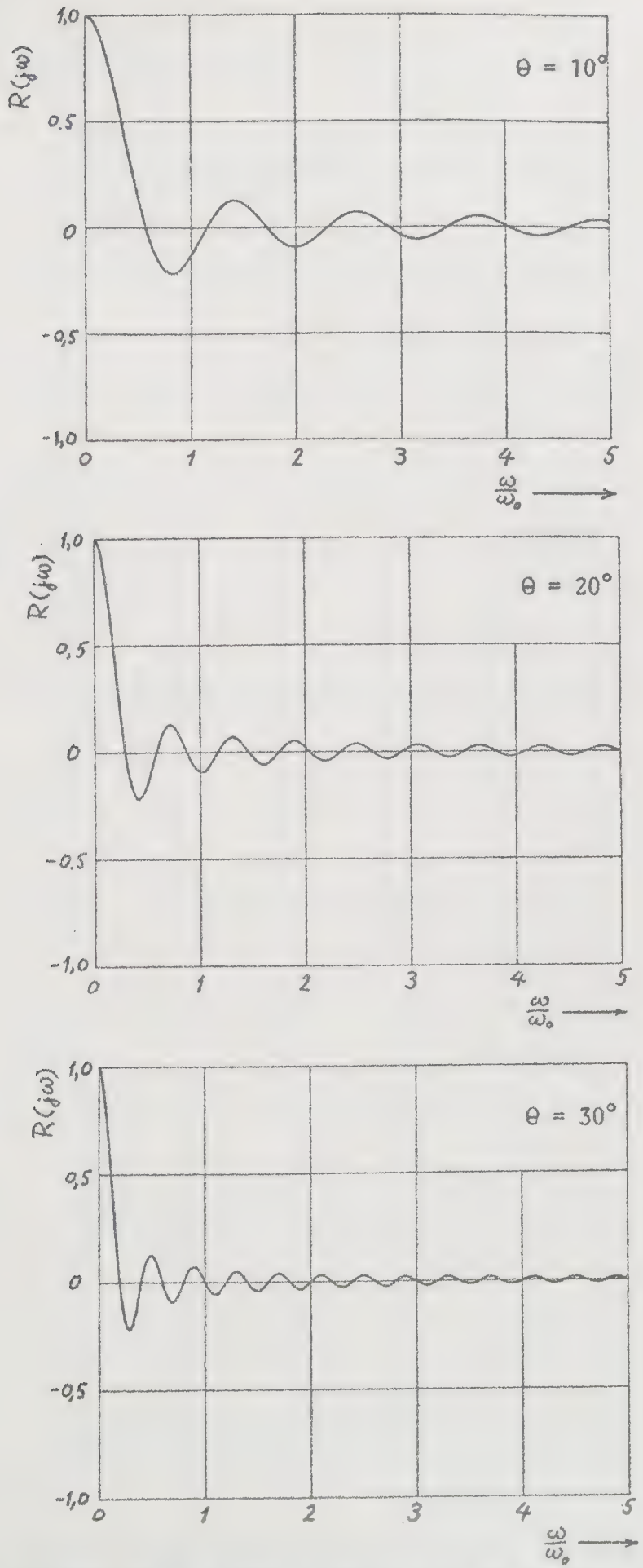


Fig.I.41(a) : DIRECTIVITE DU PISTON RECTANGULAIRE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

$\frac{\tau_{21}}{\tau_{11}} = 10$

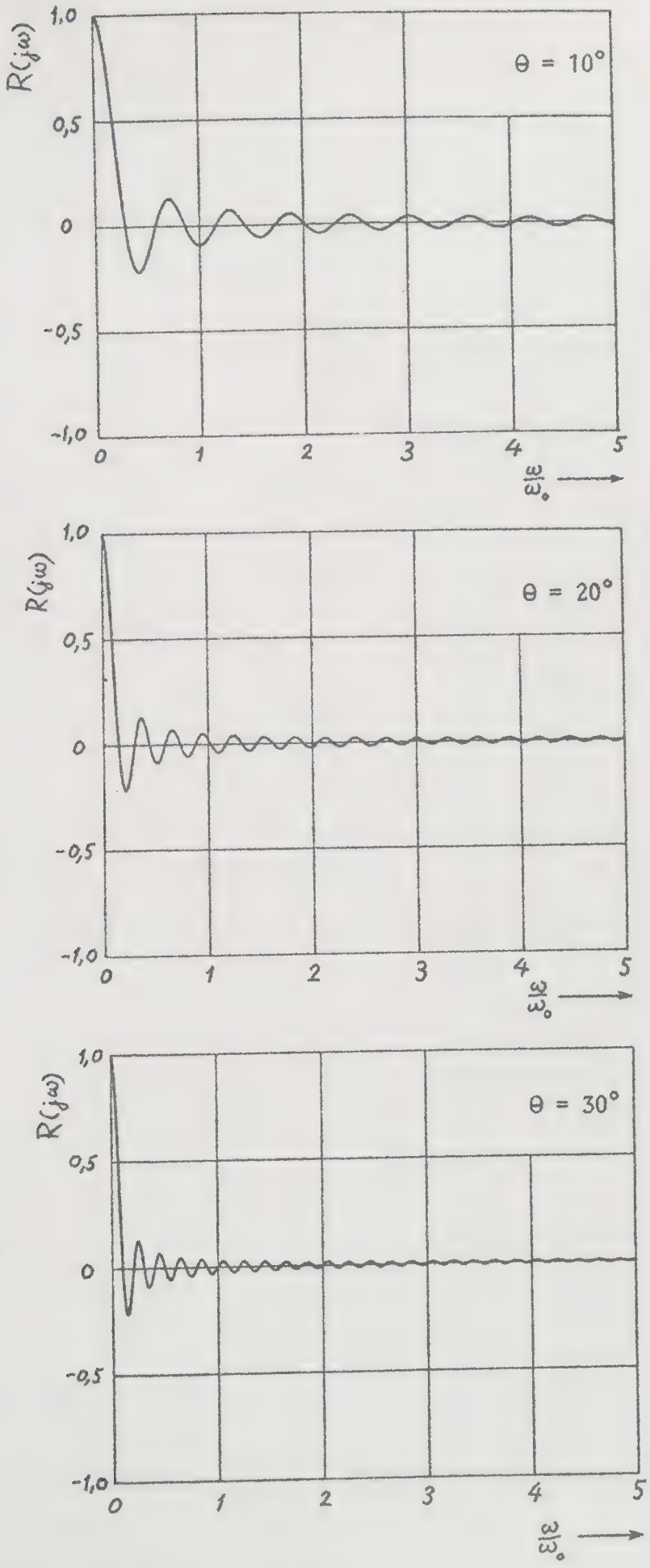
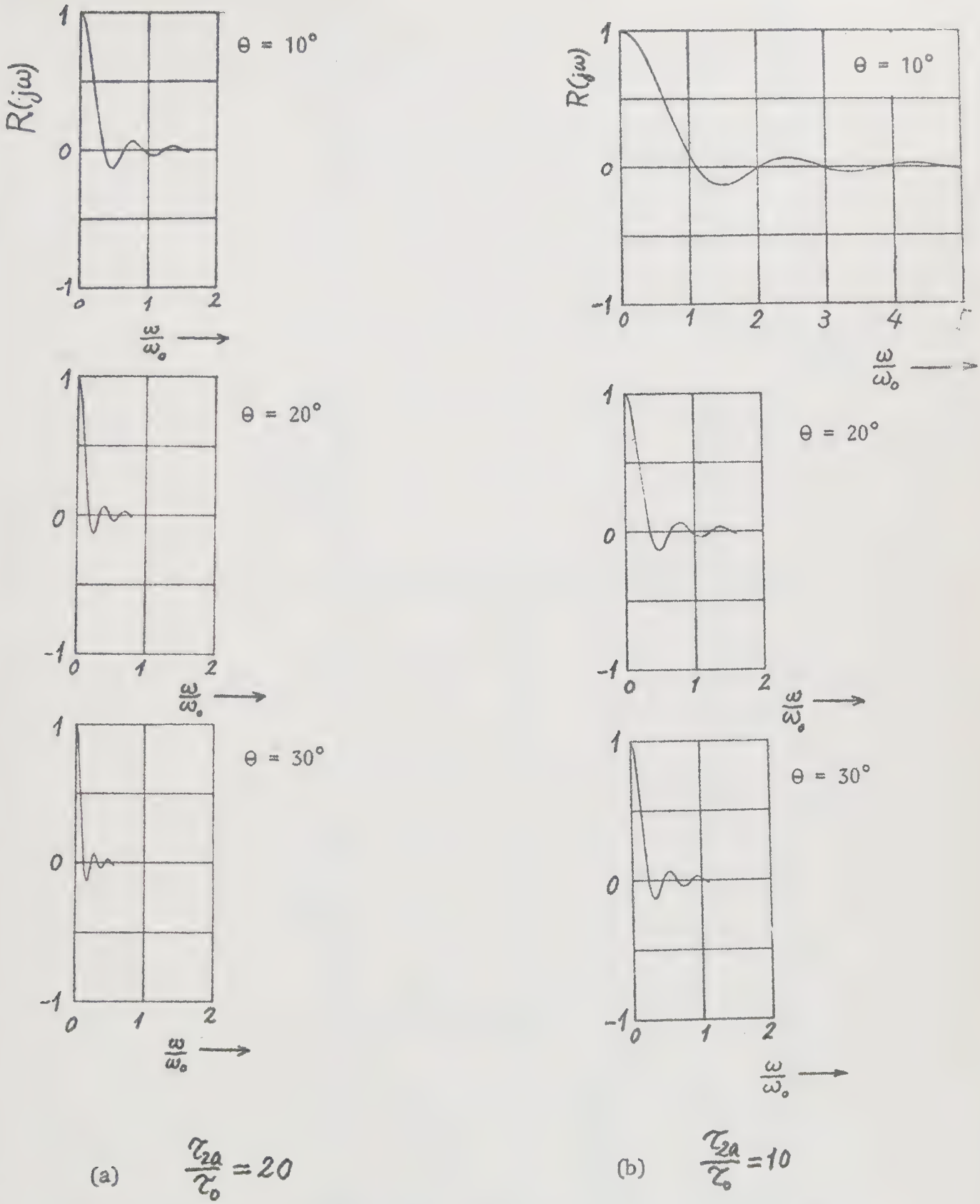


Fig.I.41(b) : DIRECTIVITE DU PISTON RECTANGULAIRE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

$\frac{r_{za}}{\lambda} = 20$



(a) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 20$ (b) $\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 10$

Fig.I.41 (c) : DIRECTIVITE DU PISTON CIRCULAIRE EN FONCTION DE FREQUENCE.

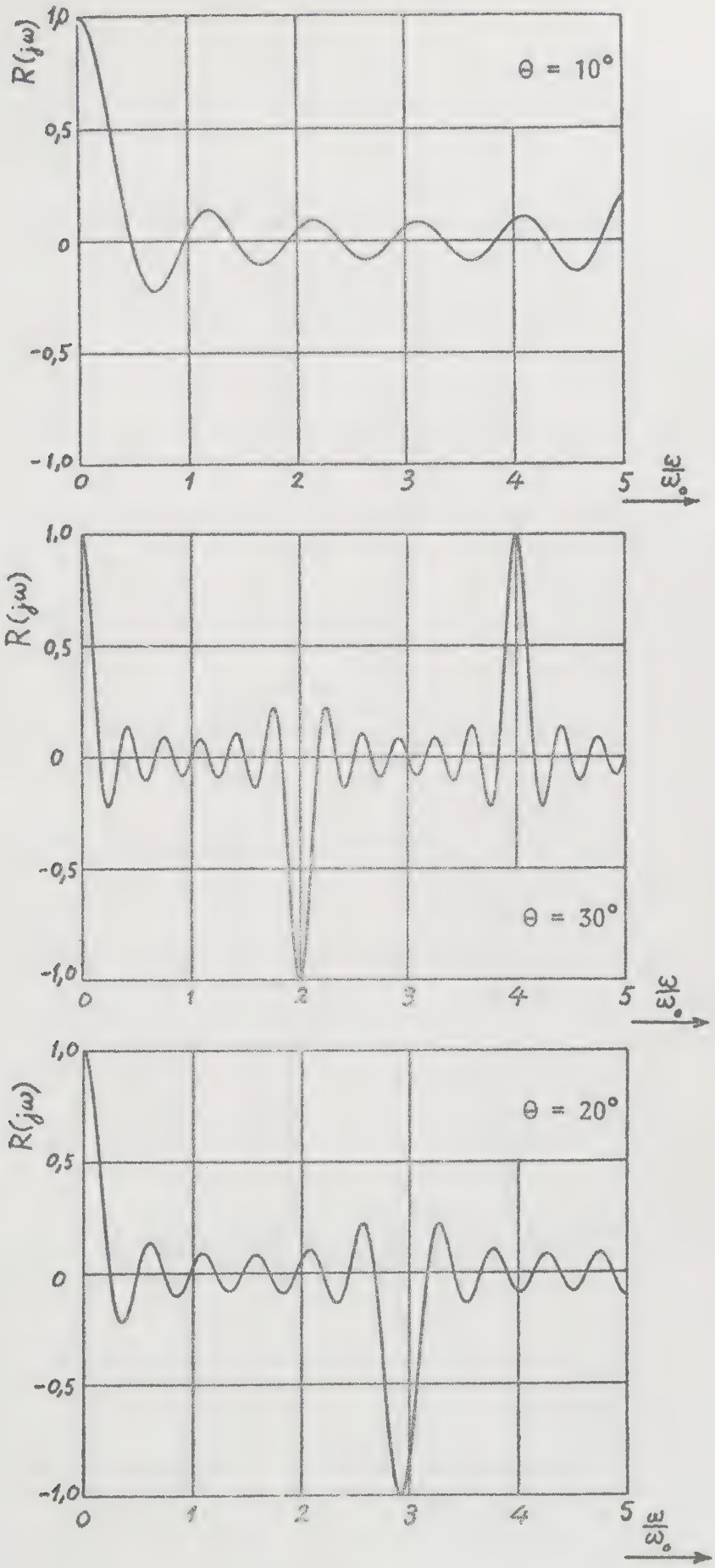


Fig.I.41(d) : DIRECTIVITE DU RESEAU LINEAIRE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

$\frac{\tau_d}{\tau_0} = 1$, $n = 12$.

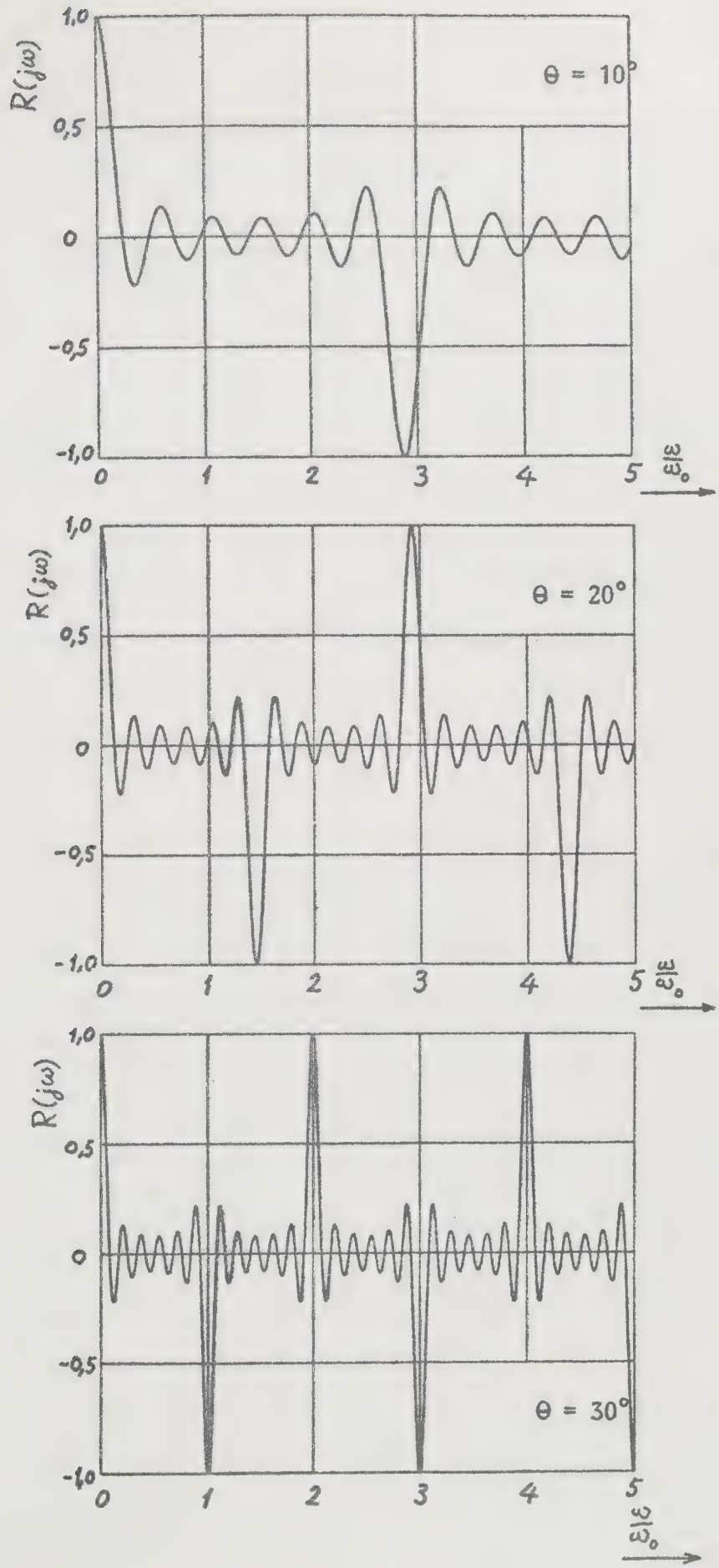
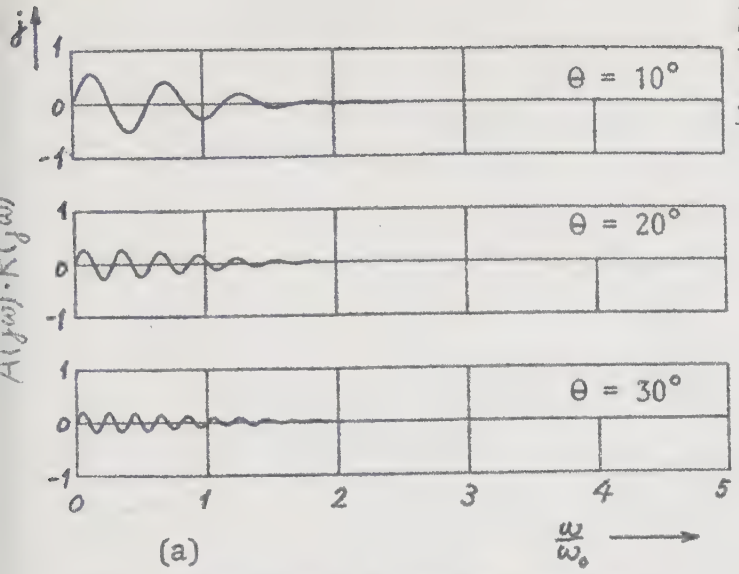


Fig.I.41(e) : DIRECTIVITE DU RESEAU LINEAIRE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

$$\frac{\tau_d}{\tau_0} = 2, \quad n = 12.$$

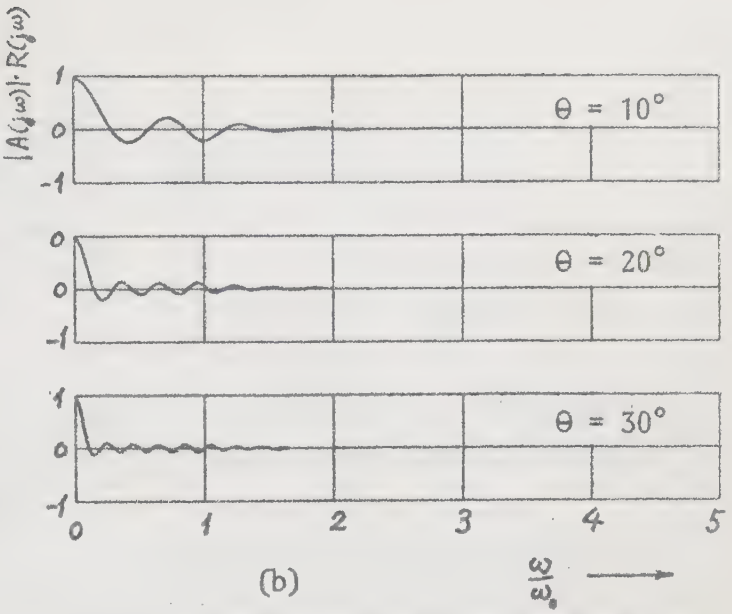


(a)

A(jω) : Impulsion d'une période de sinusoïde.

R(jω) : Piston rectangulaire

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 20$$

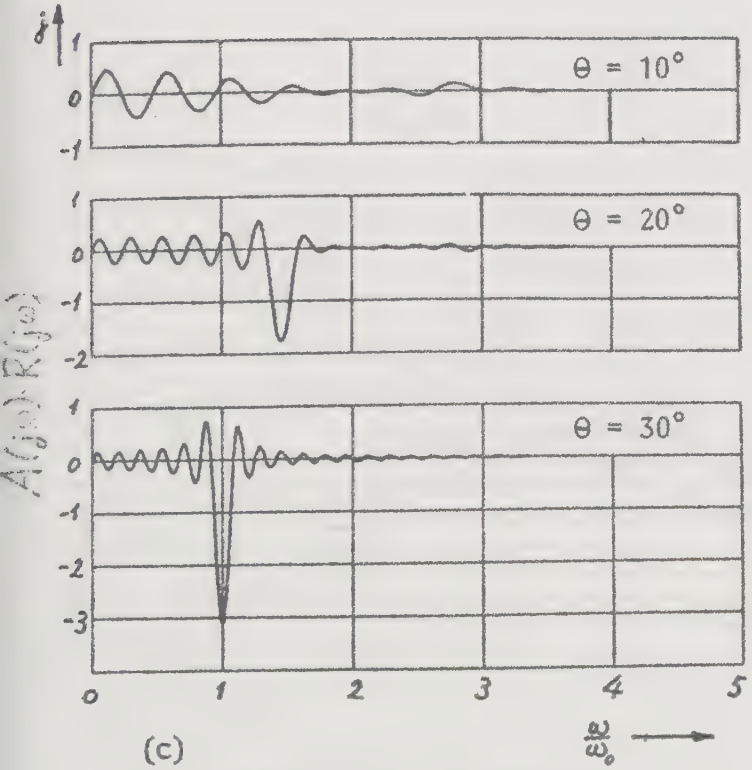


(b)

A(jω) : Impulsion oscillatoire amortie

R(jω) : Piston rectangulaire

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 20$$

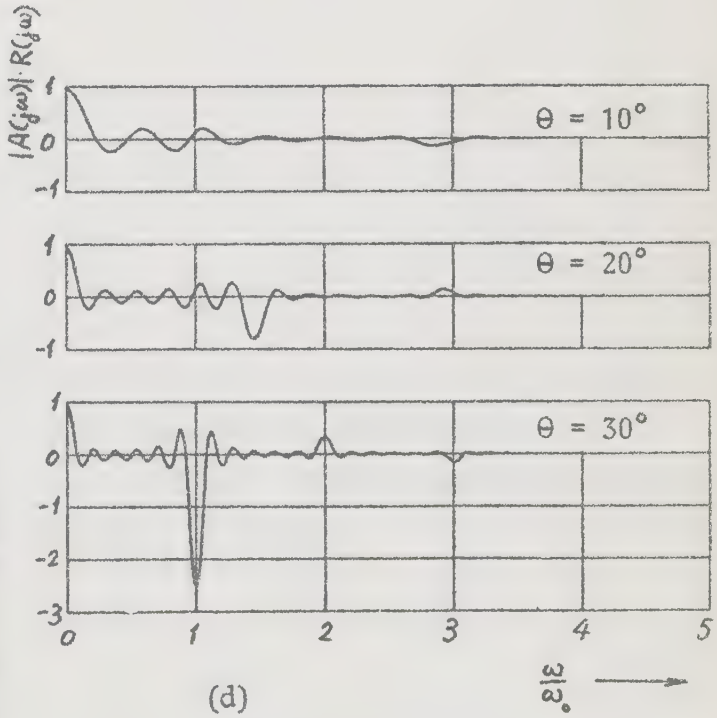


(c)

A(jω) : Impulsion d'une période de sinusoïde

R(jω) : Réseau linéaire $\frac{\tau_d}{\tau_0} = 2$

Nombre de sources n = 12



(d)

A(jω) : Impulsion oscillatoire amortie.

R(jω) : Réseau linéaire $\frac{\tau_d}{\tau_0} = 2$

Nombre de sources n = 12

Fig.I.42 : PRESSION ACOUSTIQUE EN FONCTION DE LA FREQUENCE A(jω) . R(jω).

On aura la pression acoustique instantanée à l'aide de la transformée inverse de Fourier :

$$p(\tau,\theta) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} P(j\omega,\theta)\, e^{j\omega\tau}\, d\omega \qquad (1.49)$$

où $\tau = t - \frac{r}{c}$

Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe I.4 "Déformation des ondes", on peut également calculer la pression acoustique instantanée par une analyse temporelle directe.

Quant à la directivité d'un réseau linéaire, on peut remarquer, Fig. 1.41 et Fig. 1.42 , le phénomène des "fréquences accentuées" que nous avons déjà vu, dans le paragraphe I.2, en exemple de résultats expérimentaux.

Les fréquences accentuées sont données par :

$$\omega_m = \frac{2m\pi}{\tau_d \sin\theta} \qquad (1.45)$$

$$f_m = \frac{m}{\tau_d \sin\theta}$$

τ_d : intervalle temporel des sources = $\frac{d}{c}$.

Elles ne dépendent pas du nombre des sources, mais plus le nombre des sources est grand, plus la directivité (ou la fonction de transmission) en fonction de la fréquence $T(j\omega)$ ou $R(j\omega)$ est sélective (la courbe de $T(j\omega)$ ou $R(j\omega)$ est plus "aiguisée" f_m).

Pour mettre ce phénomène en évidence on a intérêt à employer des dispositifs de mesure possédant une bande de fréquence assez large.

On peut caractériser la directivité d'un réseau linéaire émettant des ondes pulsées au moyen de ses fréquences accentuées.

I.6.2.- RESULTATS EXPERIMENTAUX -

La figure 1.43 donne les valeurs absolues (en dB) de la fonction de transfert $T(j\omega)$ du transducteur électrostatique de la figure 1.8.

La figure suivante (Fig. 1.44) montre les formes des ondes émises par ce transducteur.

Nous avons mesuré les fréquences accentuées relatives à la fonction de transfert ($T(j\omega)$) (Fig. 1.43) et aux formes d'ondes de la figure 1.44, et nous les avons comparées aux fréquences accentuées calculées à partir de l'équation (1.45) (Fig. 1.45).

Les expériences ont été effectuées dans une chambre sourde. La vitesse du son était d'environ 344 m/sec. L'intervalle des sources d = 12,5 mm, donc l'intervalle temporel des sources $\tau_d \left(= \frac{d}{c}\right) = 36.34\ \mu$ sec.

Les fréquences accentuées sont données par :

$$f_m = \frac{m}{\tau_d \sin\theta}$$

$$= \frac{m}{36.34 \sin\theta} \quad [MHz]$$

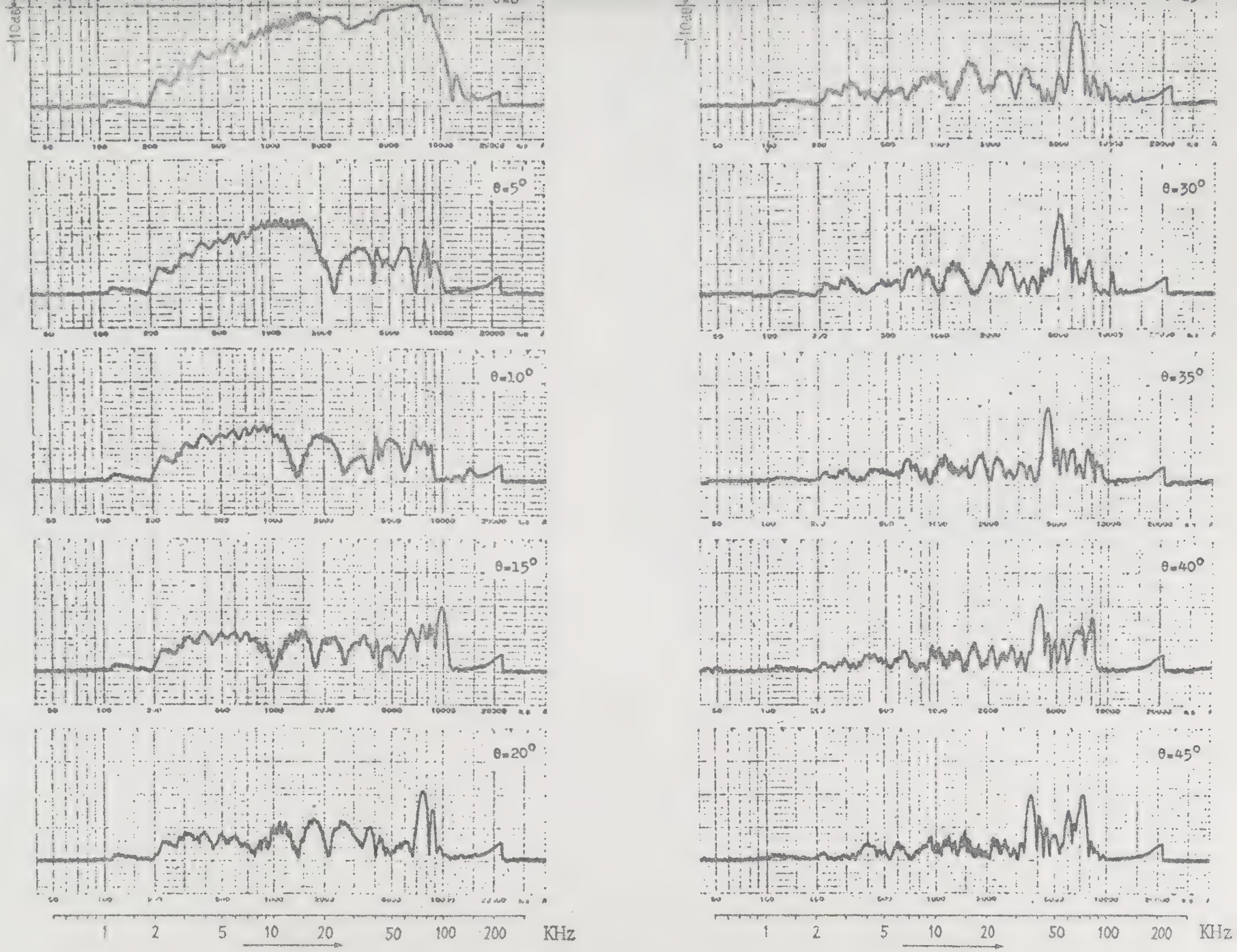
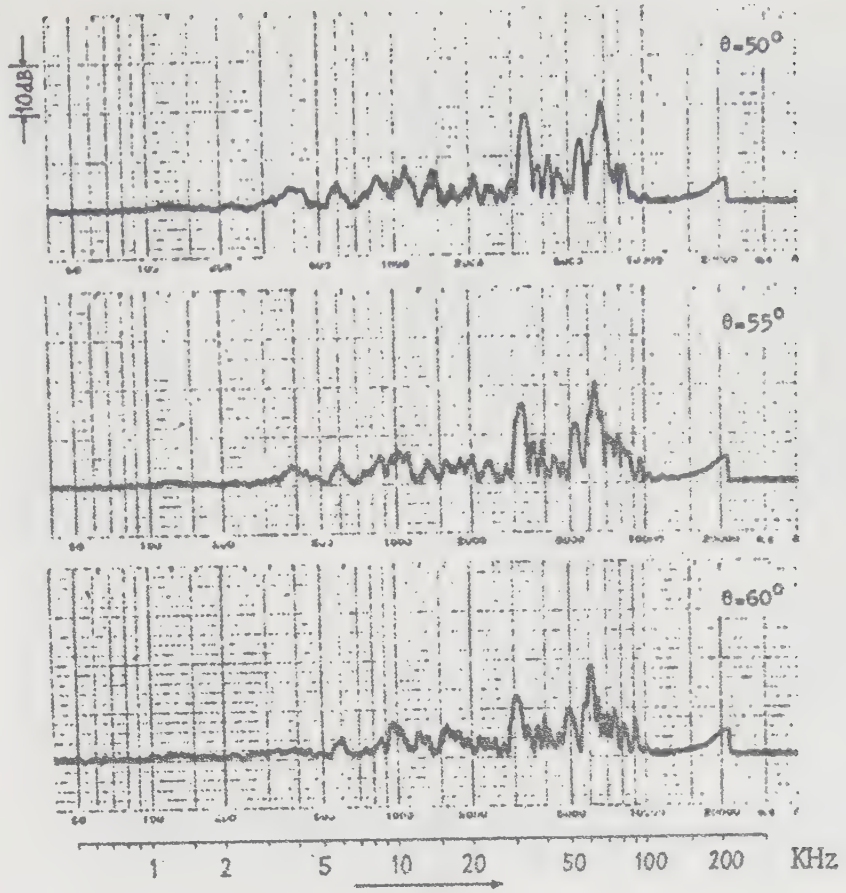
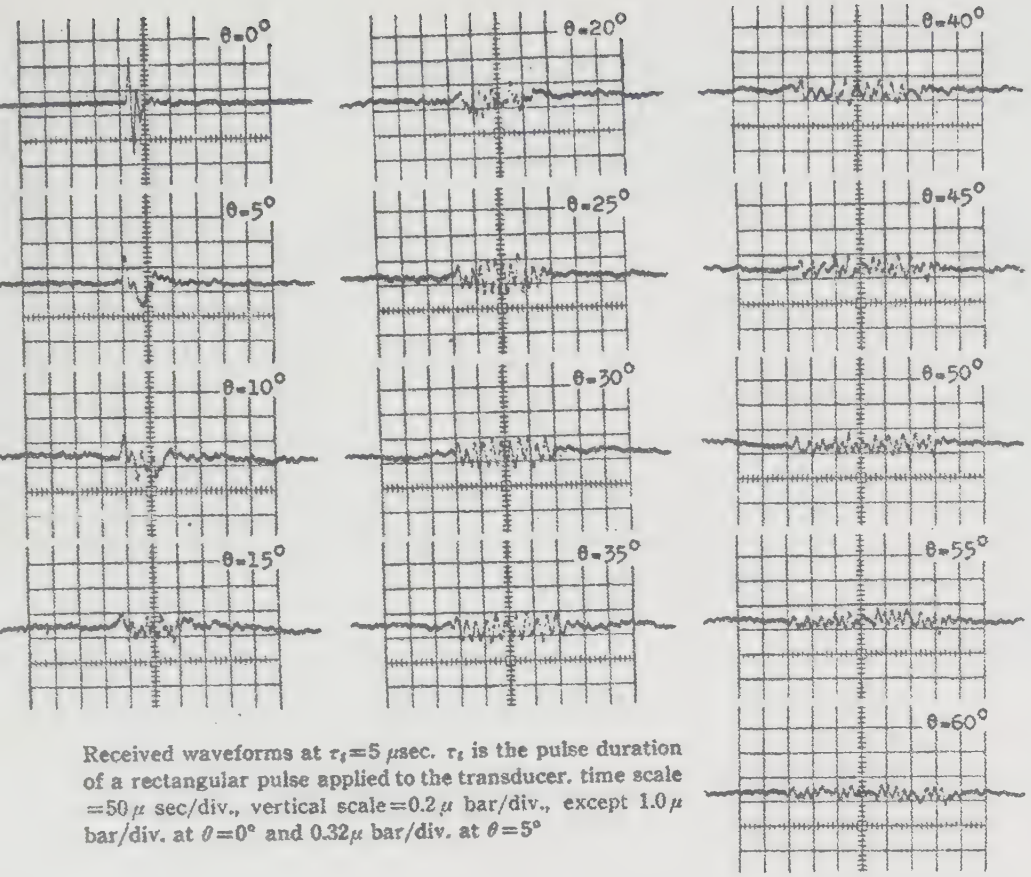


Fig. I.43 : VALEURS ABSOLUES DE LA FONCTION DE TRANSFERT | T(jω) | DU TRANSDUCTEUR

Fig. I.43

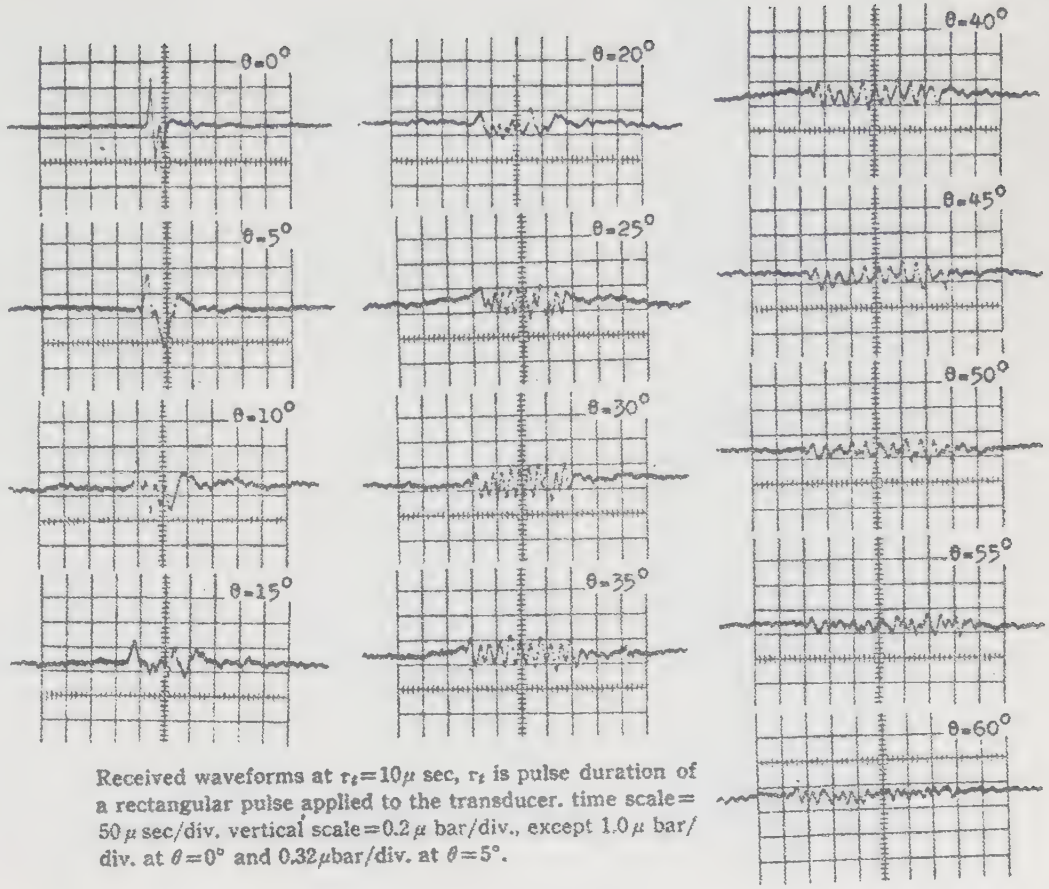
VALEURS ABSOLUES DE LA FONCTION DE TRANSFERT
$|\ T(j\omega)\ |$ DU TRANSDUCTEUR





Received waveforms at $\tau_t = 5\,\mu$sec. τ_t is the pulse duration of a rectangular pulse applied to the transducer. time scale $= 50\,\mu$ sec/div., vertical scale $= 0.2\,\mu$ bar/div., except $1.0\,\mu$ bar/div. at $\theta = 0°$ and 0.32μ bar/div. at $\theta = 5°$

Fig. I.44 (a)



Received waveforms at $\tau_t = 10\mu$ sec, τ_t is pulse duration of a rectangular pulse applied to the transducer. time scale $= 50\,\mu$ sec/div. vertical scale $= 0.2\,\mu$ bar/div., except $1.0\,\mu$ bar/div. at $\theta = 0°$ and 0.32μbar/div. at $\theta = 5°$.

Fig. I.44 (b)

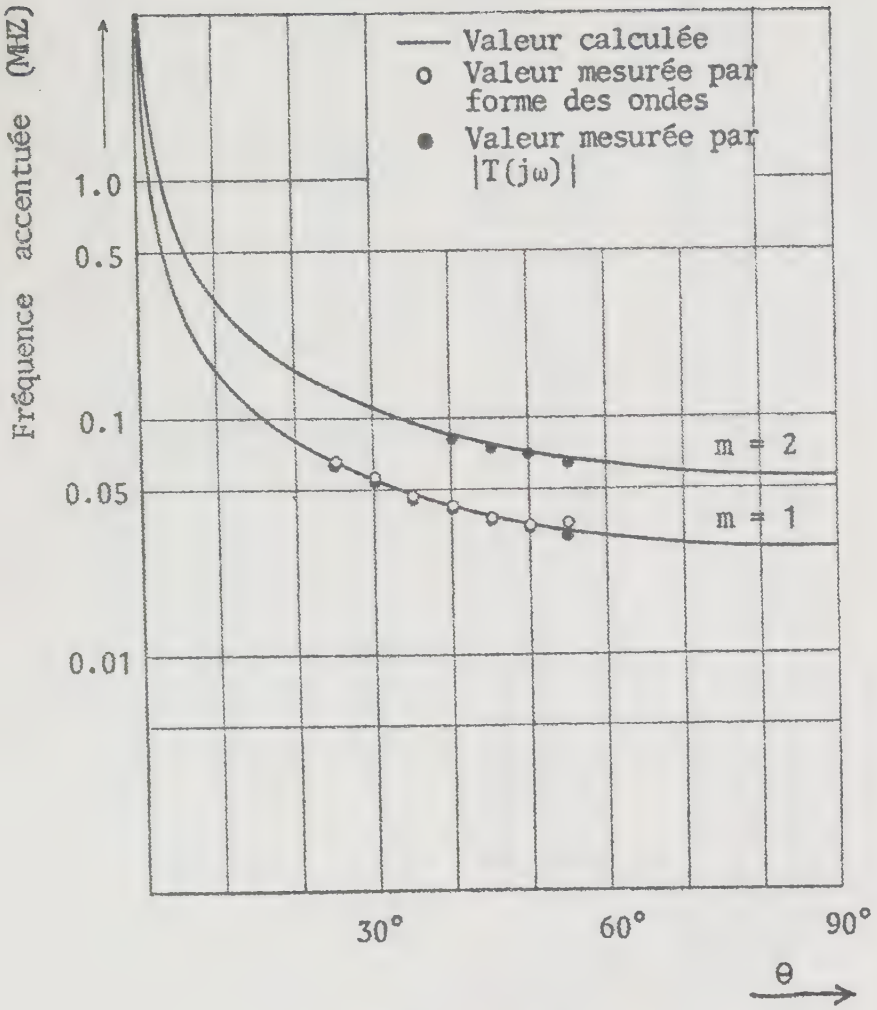
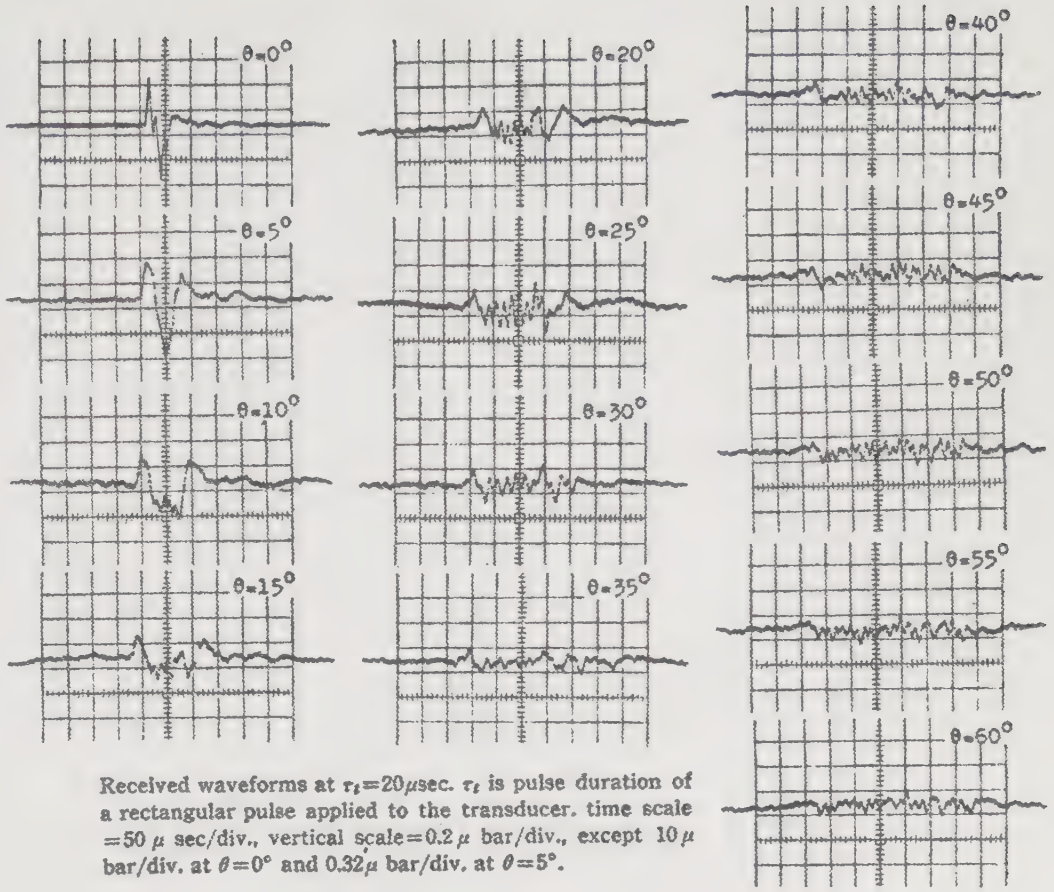


Fig. I.45

FREQUENCES ACCENTUEES DU TRANSDUCTEUR ELECTROSTATIQUE DE LA FIGURE I.8



Received waveforms at τ_t=20μsec. τ_t is pulse duration of a rectangular pulse applied to the transducer. time scale =50 μ sec/div., vertical scale=0.2 μ bar/div., except 10 μ bar/div. at θ=0° and 0.32μ bar/div. at θ=5°.

Fig. I.44 (c)

CHAPITRE II

REFLEXION DES ONDES PULSEES

Dans cette deuxième partie, nous traitons d'abord de la réflexion d'une onde de régime quelconque par une plaque plane et rigide de forme simple (rectangulaire ou circulaire).

Il était intéressant aussi d'examiner le cas de la surface rugueuse, qui correspond mieux à ce qu'on rencontre dans la nature : surface du sol, fond de la mer, etc. Nous le faisons dans le cas théorique en utilisant l'analyse de Fourier, le calcul direct étant peu commode.

Enfin nous donnerons le montage et les résultats de nos expériences et discuterons des possibilités actuelles de détecter la forme et les détails de surface des objets réfléchissants.

II.1.- REFLEXION PAR UNE PLAQUE PLANE RIGIDE -

II.1.1.- FORMULES GENERALES -

Supposons une source sphérique et un récepteur situés au même point O (c'est-à-dire qu'on reçoit des ondes réfléchies au point sources O), (Fig.II.1). C'est la configuration habituelle dans le cas du sondage acoustique ou de repérage acoustique.

Etant donné le potentiel des vitesses ϕ_r ou la vitesse des particules Ur et la pression acoustique Pr au point R, quand la surface S est enlevée, le potentiel des vitesses des ondes réfléchies ϕ_{2r} sera donné par :

$$(2.1) \qquad \phi_{2r} = \int_S \frac{1}{4\pi r}\, \hat{n}\cdot\nabla\phi_r \, dS$$

$$= \int_S \frac{1}{4\pi r}\, \hat{n}\cdot(-u_r)\, dS$$

où $\hat{n}$ est le vecteur normal unitaire à la surface S.

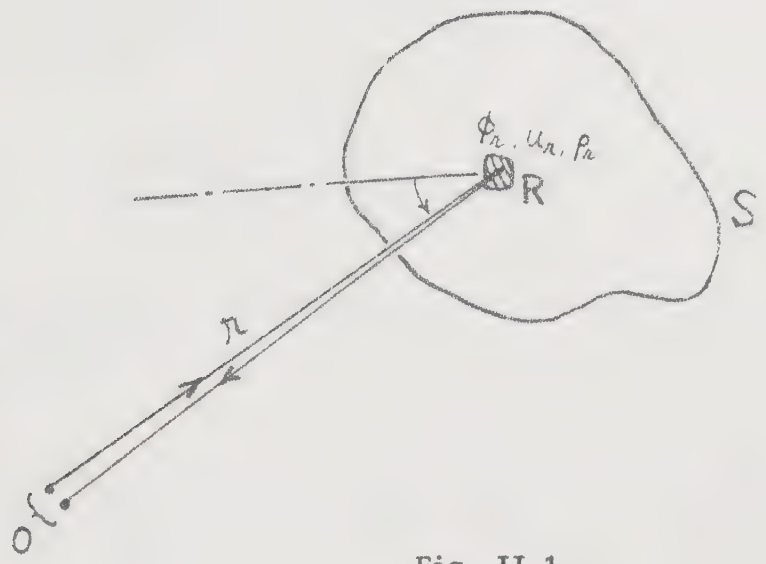


Fig. II.1

La pression acoustique instantanée des ondes réfléchies sera :

$$P_{2R} = \int_S \frac{\rho}{4\pi r} \hat{n} \cdot \left(-\frac{\partial u_R}{\partial t}\right) dS \qquad (2.2)$$

Si on peut considérer le point R comme placé en champ lointain, lorsqu'on a la relation $P_R = \rho C u_R$, on en déduit :

$$P_{2R} = \int_S \frac{1}{4\pi r} \frac{1}{C} \hat{n} \cdot \left(-\frac{\partial P_R}{\partial t}\right) dS$$

Si l'intensité de source V est donnée, la pression réfléchie peut alors s'écrire :

$$P_{2R} = \int_S \frac{\rho}{(4\pi r)^2} \hat{n} \cdot \left(\frac{\partial^2 V}{\partial t \, \partial r}\right) dS$$

$$= \int_S \frac{1}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{C} \hat{n} \cdot \left(\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\right) dS$$

où $$u_R = -\frac{\partial \phi_R}{\partial r} = \frac{1}{4\pi r}\left(-\frac{\partial V}{\partial r}\right)$$

En posant $\alpha = \frac{\partial V}{\partial t}$, on en déduit :

(2.3) $$P_{2n} = \int_S \frac{1}{(4\pi n)^2} \frac{\rho}{c} \hat{n} \cdot \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right) dS$$

(2.4) $$\Phi_{2n} = \int_S \frac{1}{(4\pi n)^2} \frac{1}{c} \hat{n} \cdot \alpha \, dS$$

En régime permanent (ondes sinusoïdales) le potentiel des vitesses des ondes réfléchies peut s'écrire :

(2.5) $$\Phi_{2n}(j\omega) = \int_S \frac{1}{(4\pi n)^2} \hat{n} \cdot \left(-jkV e^{-j2kn}\right) dS$$

$$= \int_S \frac{1}{(4\pi n)^2} \frac{1}{c} \hat{n} \cdot \left(-\alpha e^{-j2kn}\right) dS$$

La pression acoustique est alors donnée par :

(2.6) $$P_{2n}(j\omega) = \int_S \frac{-j\omega}{(4\pi n)^2} \frac{\rho}{c} \hat{n} \cdot \left(\alpha e^{-j2kn}\right) dS$$

$$= \int_S \frac{-jk\rho}{(4\pi n)^2} \hat{n} \cdot \left(\alpha e^{-j2kn}\right) dS$$

Si on compare les formules (2.3) et (2.4) relatives aux ondes réfléchies vues du point O avec les formules (trouvées au chapitre I) d'une onde pulsée vue à la distance r de sa source :

(1.11) $$\phi_n = \int_S \frac{1}{4\pi n} u \, dS$$

(1.12) $$P_n = \int_S \frac{\rho}{4\pi n} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) dS = \int_S \frac{\rho}{4\pi n} \alpha \, dS$$

on observera que :

1) La pression réfléchie est fonction de $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ (ou $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$)

tandis que la pression émise directement est fonction de $\alpha(t)$ (ou $\frac{\partial u}{\partial t}$

2) Comme le retard des ondes est doublé dans le cas de réflexion par rapport au cas d'émission, la directivité des ondes réfléchies correspond à celle d'un émetteur qui aurait une dimension doublée et la même forme que la surface réfléchissante.

II.1.2.- REFLEXION PAR UNE PLAQUE RECTANGULAIRE -

La pression acoustique instantanée des ondes réfléchies ou la déformation des ondes par la réflexion se calcule directement par l'équation (2.3).

Dans le cas de la réflexion par une plaque rectangulaire, si le point O est dans le plan (x, y) (Fig. II.2), on a :

(2.7) $$P_{22}(t) = \int_S \frac{1}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \hat{n} \cdot \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right) dS$$

$$= \frac{4b \cos\gamma}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \frac{c}{\sin\gamma} \left[\alpha(\tau) \right]_{\tau_2}^{\tau_1}$$

$$= \frac{4S}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \frac{\cos\gamma}{\tau_{4a} \sin\gamma} \left[\alpha(\tau_1) - \alpha(\tau_2) \right]$$

où $S = 4ab$ (Aire de la surface réfléchissante)

$$\tau_{4a} = \frac{4a}{c} = 2\tau_{2a}$$

$$\tau = t - \frac{2r}{c} + \frac{2x}{c} \sin\gamma$$

$$\tau_1 = t - \frac{2r}{c} + \frac{2a}{c} \sin\gamma$$

$$\tau_2 = t - \frac{2r}{c} - \frac{2a}{c} \sin\gamma$$

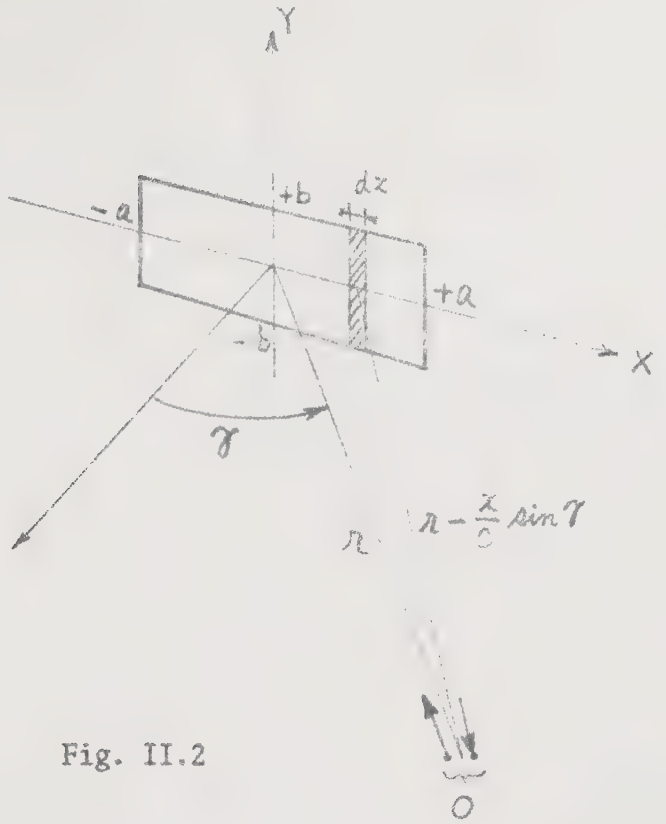


Fig. II.2

La figure II.3 montre la déformation (à un facteur $\cos\gamma$ près) des ondes réfléchies en fonction de τ, quand $\alpha(\tau)$ est une impulsion rectangulaire.

Pour des ondes sinusoïdales, la pression acoustique réfléchie par une plaque rectangulaire est donnée par l'équation (2.6). On a donc :

$$P_{2r} = \frac{-j k \rho}{(4\pi r)^2} \int_S \hat{n} \cdot (\alpha e^{-j 2 k r}) \, dS \tag{2.8}$$

$$= \frac{-j k \rho}{(4\pi r)^2} \cos\gamma \int_S \alpha e^{-j 2 k r} \, dS$$

$$= \frac{-j k \rho \cdot 4S \cdot \alpha}{(4\pi r)^2} \left[\frac{\sin(2ka \sin\gamma)}{2ka \sin\gamma} \right] \cos\gamma$$

Dans cette relation, $\left[\frac{\sin(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\right]\cos\gamma$ est la fonction de directivité des ondes réfléchies pour une plaque rectangulaire. Le terme entre crochets correspond à la directivité d'un émetteur qui aurait une surface double.

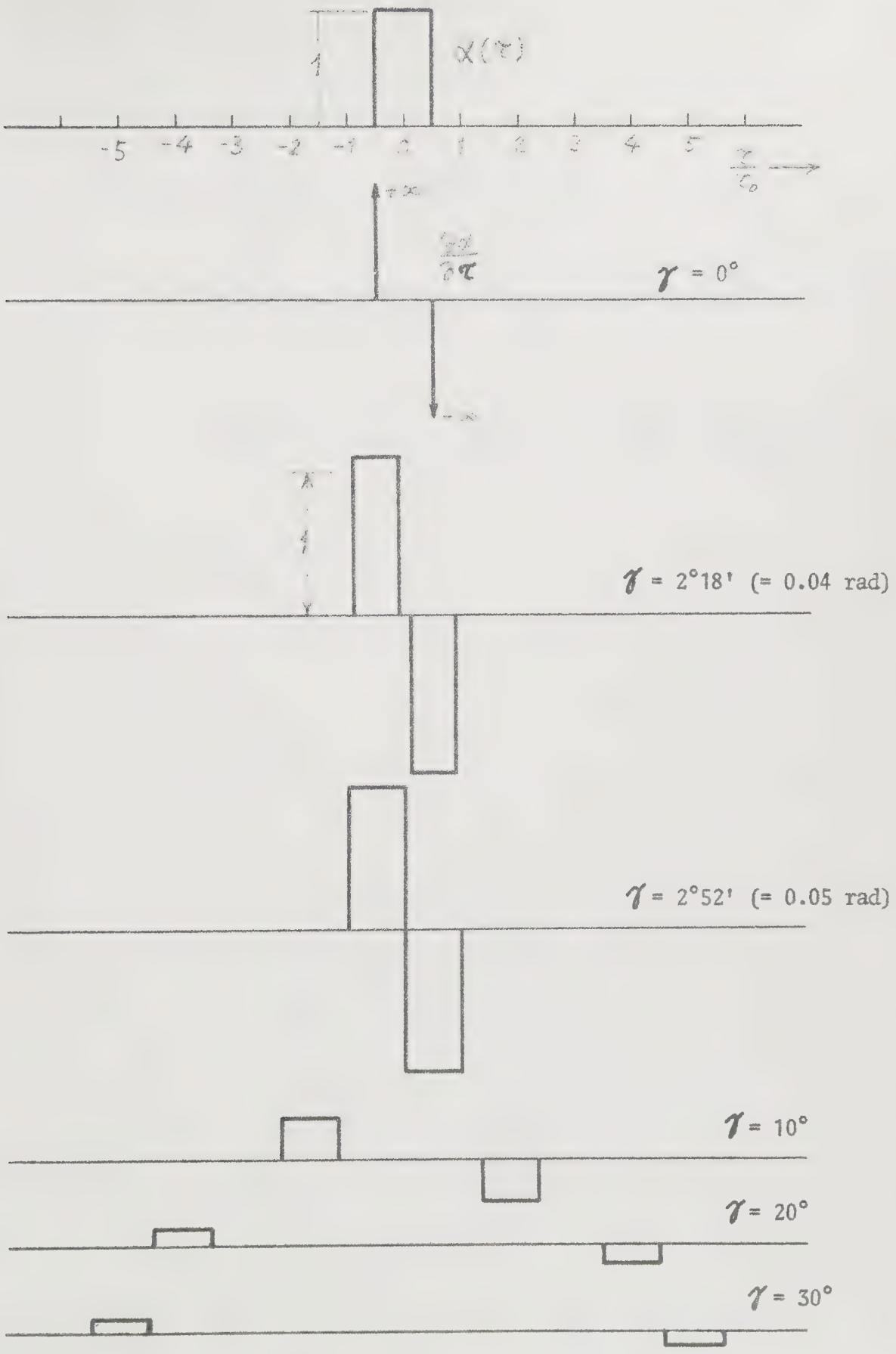


Fig.II.3 : FORME DES ONDES REFLECHIES QUAND $\alpha(\tau)$ EST UNE IMPULSION RECTANGULAIRE.

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 10$$

II.1.3.- REFLEXION PAR UNE PLAQUE CIRCULAIRE -

La pression acoustique instantanée des ondes réfléchies par une plaque circulaire (Fig; II.4) est donnée par :

(2.9)
$$p_{2r}(t) = \int_S \frac{1}{(4\pi r)^2}\,\frac{\rho}{c}\,\hat{n}\cdot\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right) dS$$

$$= \frac{2}{(4\pi r)^2}\,\frac{\rho}{c}\left(\frac{c}{\sin\gamma}\right)^2 \cos\gamma \int_{t_2}^{t_1} \sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \left(t-\frac{2r}{c}\right)^2}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right) dt$$

$$= \frac{4S}{(4\pi r)^2}\,\frac{\rho}{c}\,\frac{2}{\pi}\,\frac{\cos\gamma}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2} \int_{t_2}^{t_1} \sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \left(t-\frac{2r}{c}\right)^2}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right) dt$$

$$t_1 = \frac{2r}{c} - \frac{2a}{c}\sin\gamma$$

$$t_2 = \frac{2r}{c} + \frac{2a}{c}\sin\gamma$$

$$\tau_{2a} = \frac{2a}{c}$$

$$S = \pi a^2$$

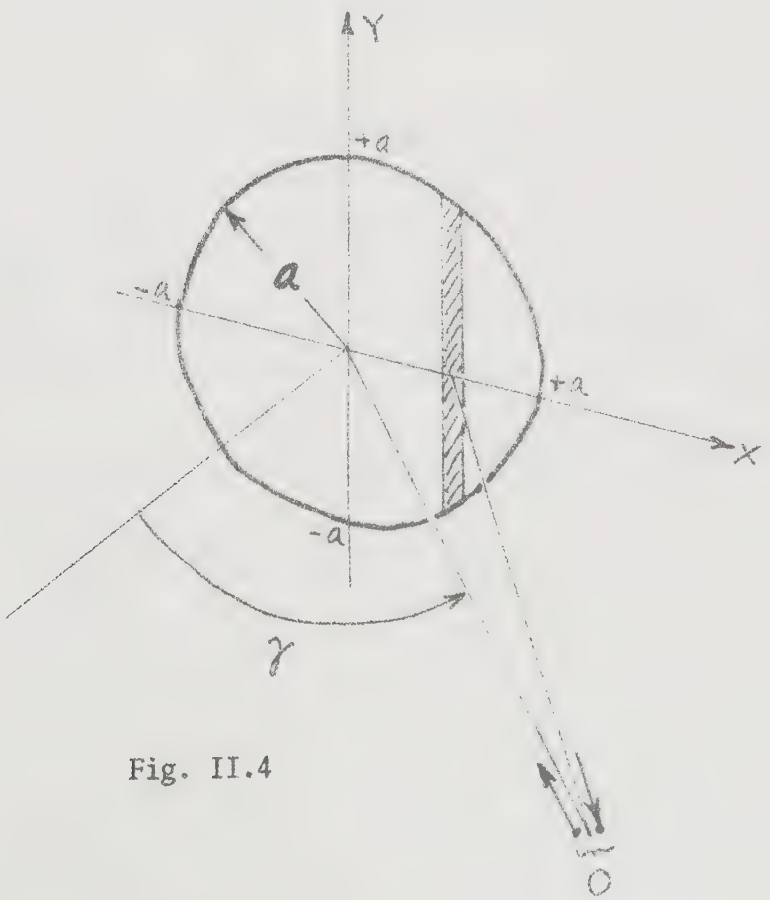


Fig. II.4

Si $\alpha(t)$ est la fonction échelon d'Heaviside, $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ devient la fonction de Dirac :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \alpha_0 \cdot \delta(t)$$

La pression acoustique réfléchie est alors :

$$p_{2r}(t) = \frac{4S}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \frac{2}{\pi} \frac{\cos\gamma}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2} \int_{t_2}^{t_1} \alpha_0 \, \delta\left(t - \frac{2r}{c} + \frac{2x}{c}\sin\gamma\right) \sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \left(t - \frac{2r}{c}\right)^2}\, dt$$

$$= \frac{4S\alpha_0}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \frac{2}{\pi} \frac{\cos\gamma}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2} \sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \left(\frac{2x}{c}\sin\gamma\right)^2}$$

En posant $\tau = \frac{2x}{c}\sin\gamma$

$$p_{2r}(\tau) = \frac{4S\alpha_0}{(4\pi r)^2} \frac{\rho}{c} \frac{2}{\pi} \frac{\cos\gamma}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2} \sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \tau^2} \qquad (2.10)$$

où $-\tau_{2a}\sin\gamma \leq \tau \leq \tau_{2a}\sin\gamma$

La figure II.5 montre la déformation des ondes quand $\alpha(t)$ est la fonction échelon . On y a représenté les variations de :

$\frac{1}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2}\sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2 - \tau^2}$ en fonction de τ .

Pour un emploi quantitatif, il ne faudrait pas oublier de rétablir le facteur $\cos\gamma$ qui produit un écrasement supplémentaire aux valeurs élevées de γ .

Si $\alpha(t)$ est l'impulsion rectangulaire, $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ devient :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \delta\left(t + \frac{\tau_0}{2}\right) - \delta\left(t - \frac{\tau_0}{2}\right)$$

Voir figure II.6.

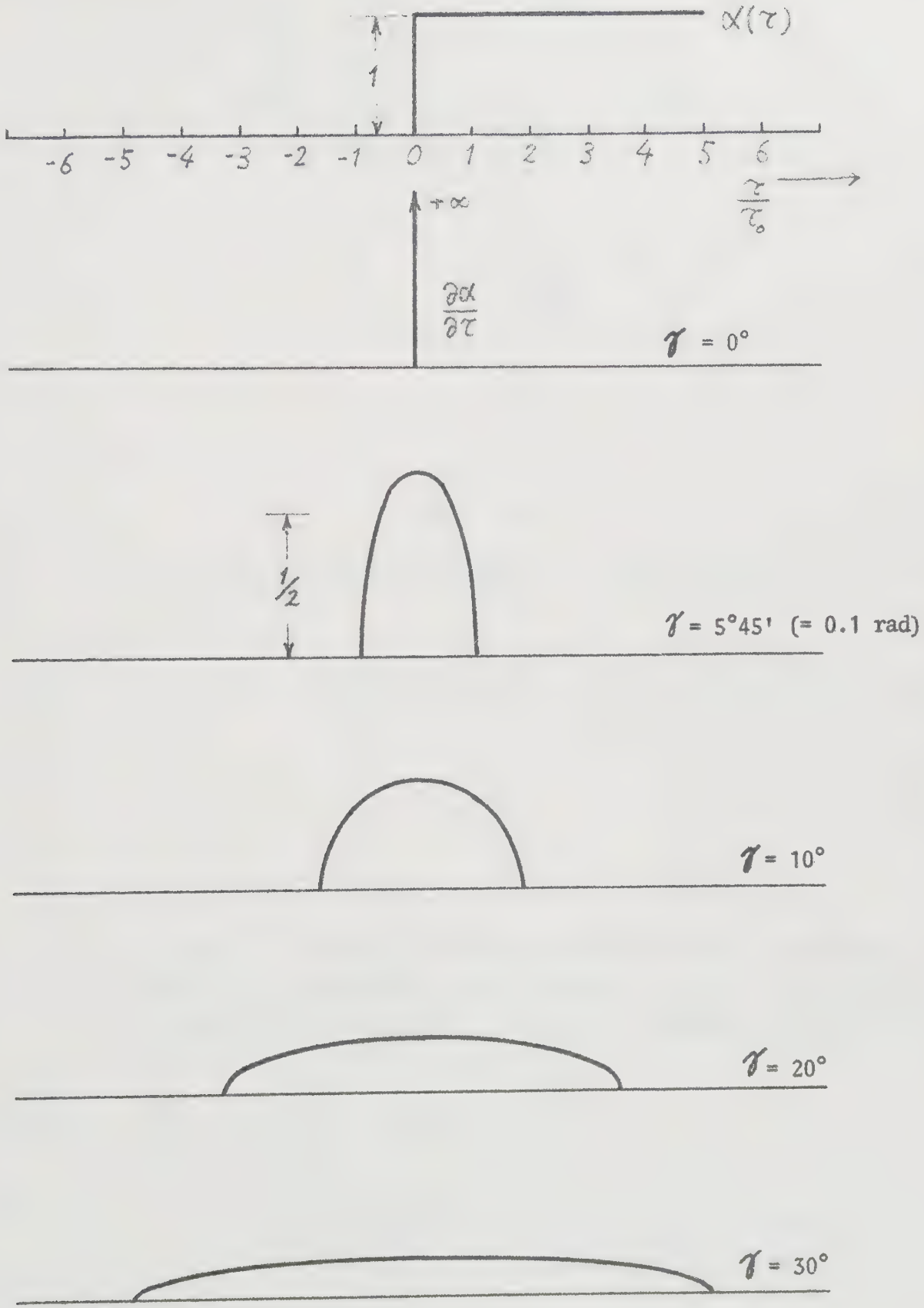


Fig.II.5 : DEFORMATION DES ONDES QUAND $\alpha(\tau)$ EST L'ECHELON D'HEAVISIDE.

$\tau_{2a} = 10$

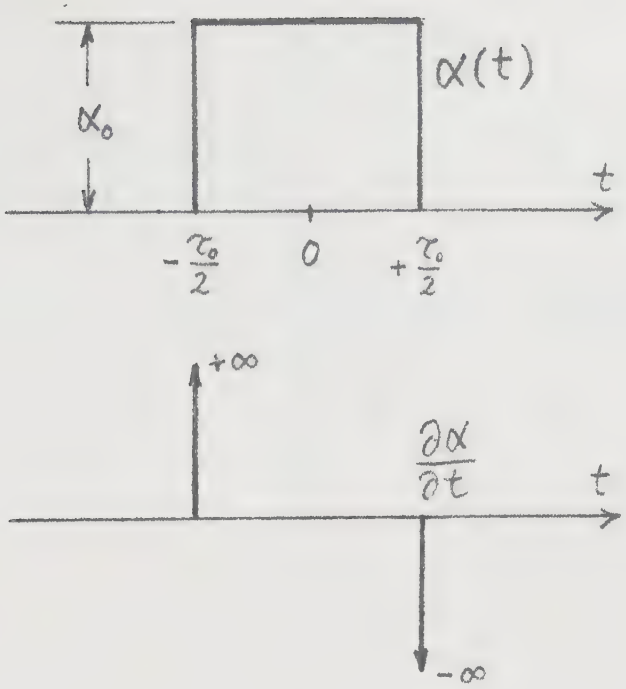


Fig. II.6

La pression acoustique instantanée des ondes réfléchies est donnée par :

(2.11) $$P_{2r}(\tau) = \frac{4S\alpha_0}{(4\pi r)^2}\frac{\rho}{c}\frac{2}{\pi}\frac{\cos\gamma}{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2}\left[\sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2-(\tau+\frac{\tau_0}{2})^2}\right.$$
$$\left.-\sqrt{(\tau_{2a}\sin\gamma)^2-(\tau-\frac{\tau_0}{2})^2}\right]$$

La figure II.7 montre la déformation des ondes par la réflexion quand $\alpha(t)$ est l'impulsion rectangulaire. (Mêmes remarques que pour la fig.II.5).

Pour des ondes sinusoïdales, la pression acoustique réfléchie s'écrit :

(2.12) $$P_{2r} = \frac{-jk\rho}{(4\pi r)^2}\int_S \hat{n}\cdot(\alpha e^{-j2kr})\,dS$$

$$= \frac{-jk\rho\cdot 4S\alpha}{(4\pi r)^2}\left[\frac{2J_1(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\right]\cos\gamma$$

$$= \frac{-j\omega\cdot 4S\alpha}{(4\pi r)^2}\frac{\rho}{c}\left[\frac{2J_1(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\right]\cos\gamma$$

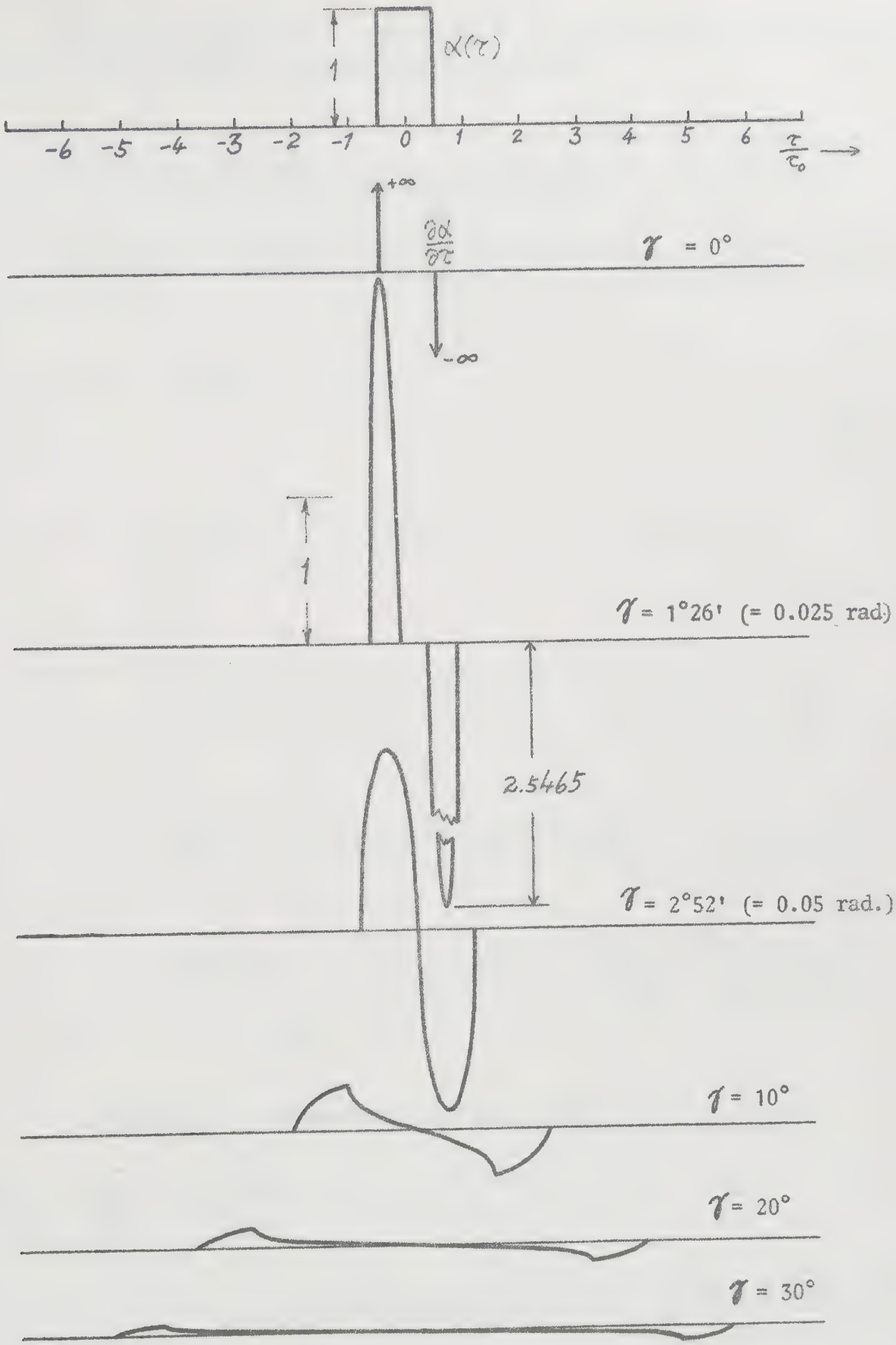


Fig.II.7 : DEFORMATION DE L'ONDE REFLECHIE PROVENANT D'UNE IMPULSION RECTANGULAIRE.

$$\frac{\tau_{2a}}{\tau_0} = 10$$

Dans cette relation, le crochet en J, correspond à la fonction de directivité des ondes réfléchies par une plaque circulaire.

II.1.4.- REFLEXION PAR UN RESEAU PLAN DES CORPS RIGIDES -

En supposant un réseau de petits objets rigides (Fig. II.8), le potentiel des vitesses des ondes réfléchies captées au point O s'écrit :

$$\Phi_{2r} = \frac{-jk}{(4\pi r)^2}\left\{\int_S \frac{\partial}{\partial n}\left[V e^{-j2kr} + V e^{-j2k(r-d\sin\gamma)} + \cdots + V e^{-j2k[r-(N-1)d\sin\gamma]}\right] dS\right\} \tag{2.13}$$

$$= \frac{-jk}{(4\pi r)^2}\left[\int_S \frac{\partial}{\partial n}(V e^{-j2kr})\, dS\right]\left[1 + e^{j2kd\sin\gamma} + \cdots + e^{j2(N-1)kd\sin\gamma}\right]$$

$$= \frac{-jk}{(4\pi r)^2}\left[\cos\gamma \int_S N V e^{-j2kr} dS\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

$$= \frac{-j\omega}{(4\pi r)^2}\frac{1}{c}\left[\cos\gamma \int_S N V e^{-j2kr} dS\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

$$= \frac{-1}{(4\pi r)^2}\frac{1}{c}\left[\cos\gamma \int_S N \alpha e^{-j2kr} dS\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

où $\alpha = \dfrac{\partial V}{\partial t}$

La pression acoustique réfléchie est donnée par :

$$P_{2r} = \rho \frac{\partial \Phi_{2r}}{\partial t} \tag{2.14}$$

$$= \frac{\omega^2}{(4\pi r)^2}\frac{\rho}{c}\left[\cos\gamma \int_S N V e^{-j2kr} dS\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

$$= \frac{-j\omega}{(4\pi r)^2}\frac{\rho}{c}\left[\cos\gamma \int_S N e^{-j2kr} dS\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right].$$

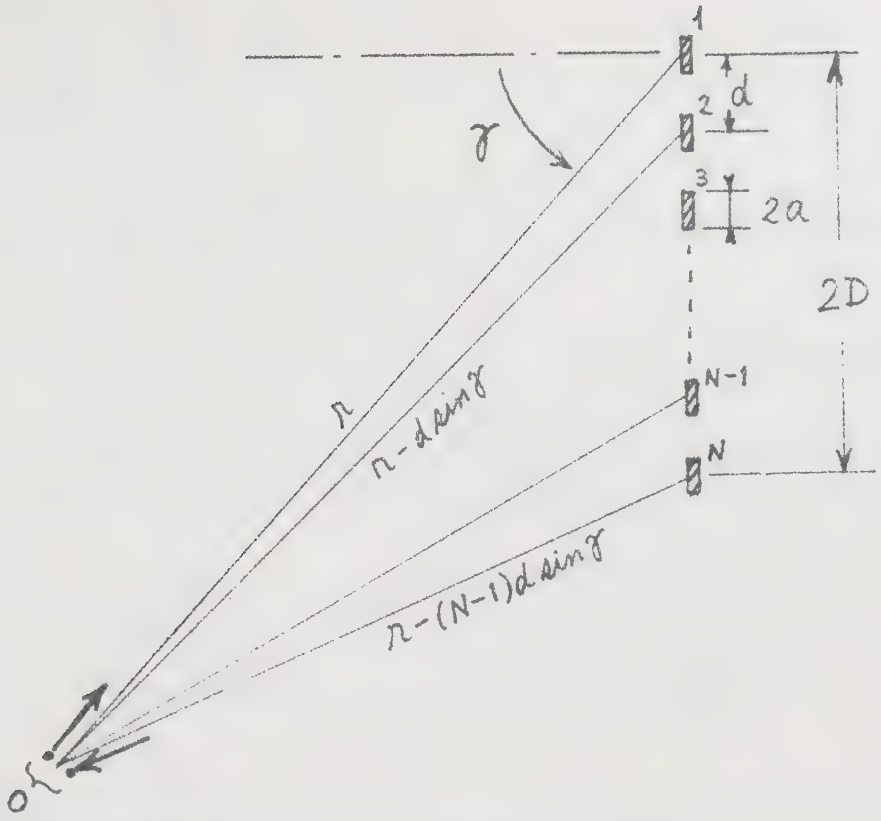


Fig.II.8 : UN RESEAU DE PETITS OBJETS RIGIDES.

Le facteur $\left[\cos\gamma \int_S N\alpha e^{-j2kr}\, ds\right]$ correspond à la fonction de directivité de chacun des petits corps.

Pour un réseau linéaire de plaques rectangulaires, la pression acoustique réfléchie est donnée par :

(2.15) $$P_{2r} = \frac{-jkP}{(4\pi r)^2} 4S\alpha \left[\frac{\sin(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

où $S = N\cdot\Delta S$ (somme des surfaces réfléchissantes).

Pour un réseau linéaire de plaques circulaires, la pression acoustique réfléchie est donnée par :

(2.16) $$P_{2r} = \frac{-jkP}{(4\pi r)^2}\cdot 4S\alpha \left[\frac{2J_1(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\right]\left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

où $S = N\cdot\Delta S = N(\pi a^2)$

a : rayon de chaque plaque circulaire

N : nombre de plaques.

Sous la condition de $ka \sin\gamma \ll 1$, on peut considérer que la fonction de directivité $R_{2n} \simeq 1$.

Autrement dit :

$$R_n = \frac{\sin(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\cos\gamma \simeq 1$$ pour des plaques rectangulaires ;

ou

$$R_n = \frac{2J_1(2ka\sin\gamma)}{2ka\sin\gamma}\cos\gamma \simeq 1$$ pour des plaques circulaires.

Par conséquent, si $ka \sin\gamma \ll 1$, la pression acoustique réfléchie par un réseau linéaire de petits objets de forme quelconque peut s'exprimer :

(2.17) $$P_{2n} = \frac{-jkP}{(4\pi r)^2} \cdot 4S\alpha \left[\frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}\right]$$

où S : surface réfléchissante effective du réseau.

La fonction de directivité des ondes réfléchies par un réseau linéaire est aussi donnée par :

(2.18) $$R_n(j\omega,\gamma) = \frac{\sin(Nkd\sin\gamma)}{N\sin(kd\sin\gamma)}$$

$$= \frac{\sin(N\omega\tau_d\sin\gamma)}{N\sin(\omega\tau_d\sin\gamma)}$$

où $\tau_d = \frac{d}{c}$

Voir figure II.9.

Le phénomène des "fréquences accentuées" se constate aussi à la réflexion par un réseau (Voir figure II.10)

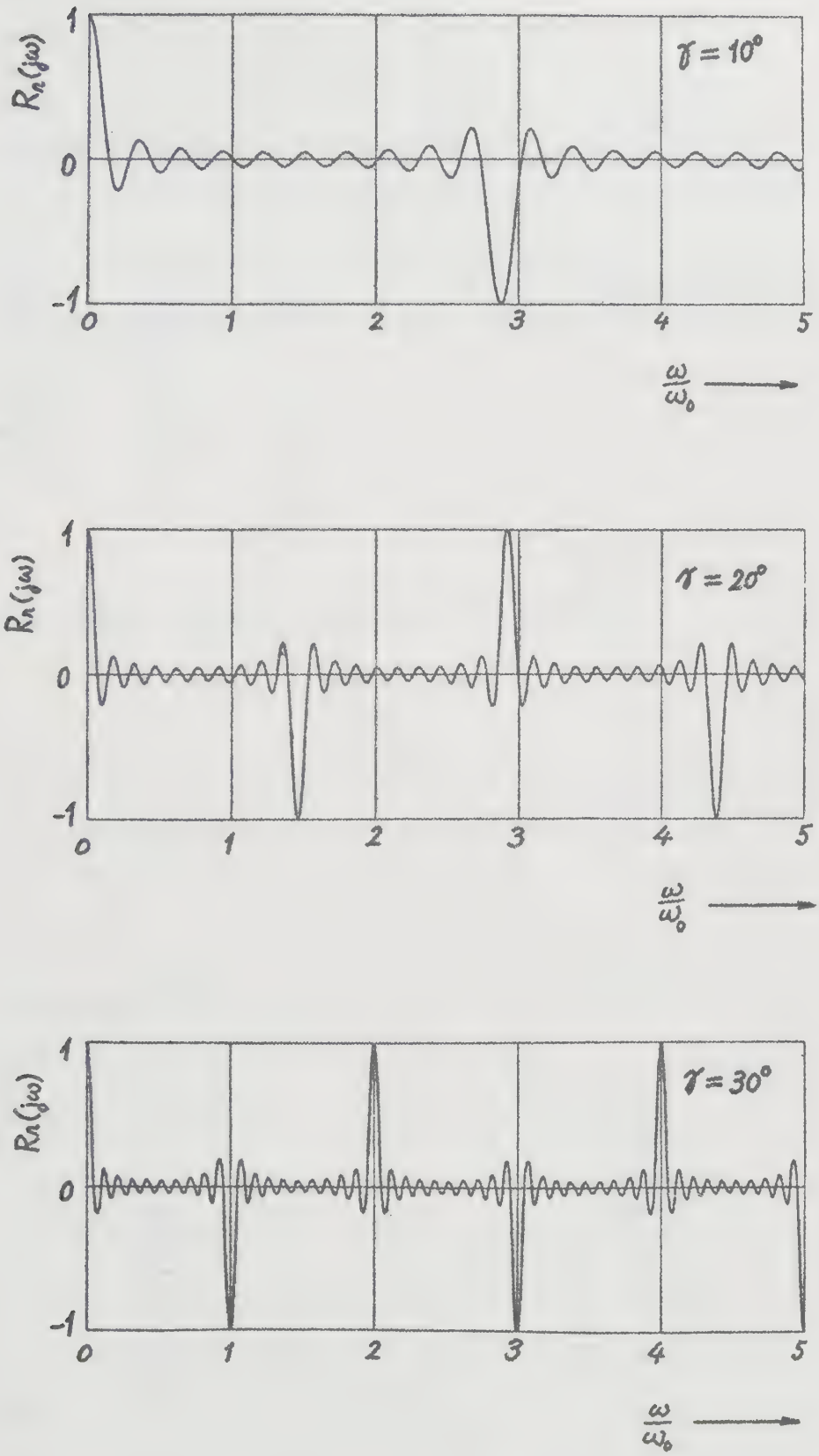
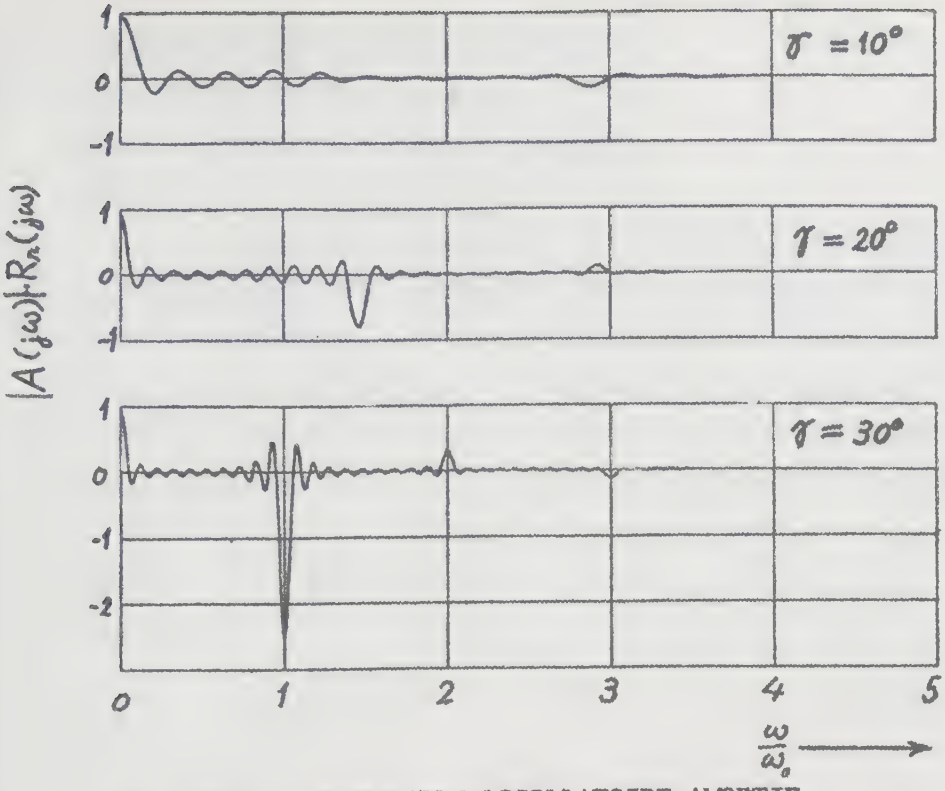


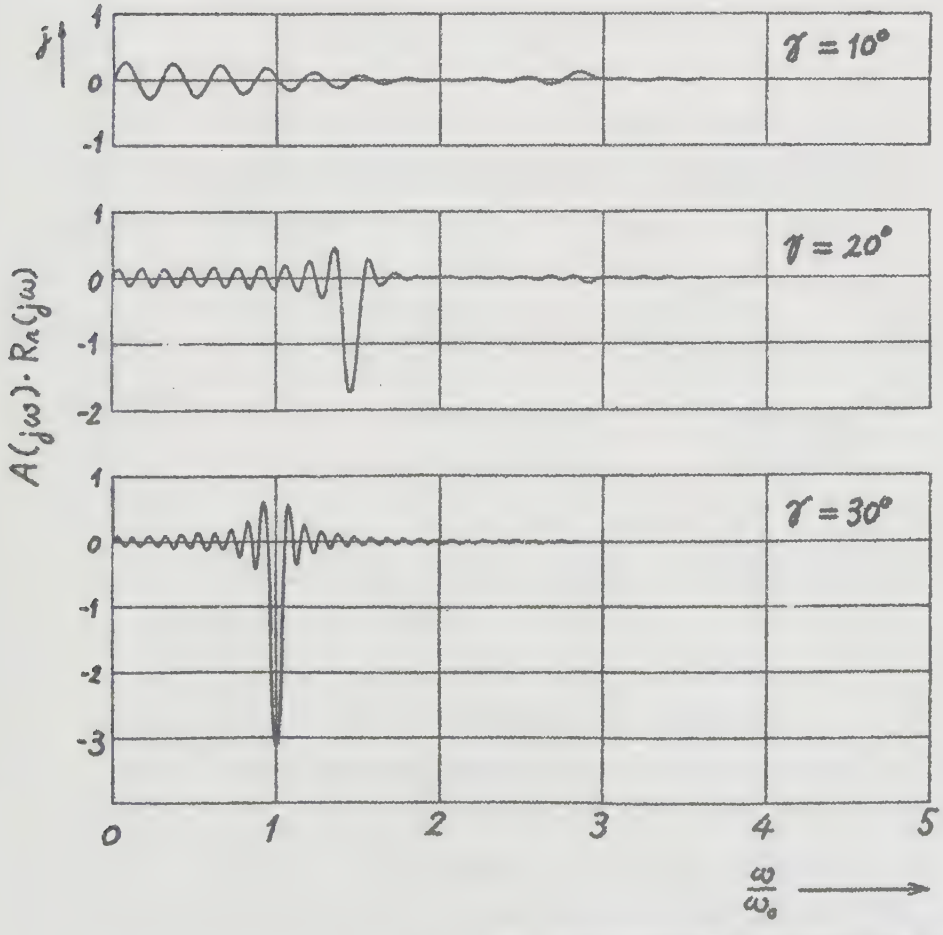
Fig.II.9 : DIRECTIVITE DES ONDES REFLECHIES PAR UN RESEAU LINEAIRE

$\frac{\tau_d}{\tau_0} = 1$ N = 20



(a) A(jω) : IMPULSION OSCILLATOIRE AMORTIE

$\frac{\lambda}{\omega_o} = 0.2$



(b) A(jω) : IMPULSION EN FORME D'UNE PERIODE DE SINUSOIDE

Fig.II.10 : FREQUENCES ACCENTUEES DES ONDES REFLECHIES PAR UN RESEAU LINEAIRE.

$\frac{\tau_d}{\tau_o} = 1$ N = 20

II.2.- REFLEXION PAR UNE PLAQUE RUGUEUSE -

II.2.1.- ANALYSE DE FOURIER (GENERAL) -

L'ensemble constitué par l'émetteur, le récepteur et les surfaces réfléchissantes peut être considéré comme un système de télécommunication. On peut assimiler l'accélération des particules formant l'émetteur $\alpha(t)$ ($\alpha(t) = \frac{\partial u}{\partial t}$: dérivée de la vitesse de membrane d'émetteur) au signal d'entrée. Le signal de sortie pourra être la pression acoustique réfléchie et arrivée au récepteur. S'il y a N surfaces réfléchissantes (N : nombre de surface), on peut écrire :

(2.19) $$P(j\omega) = T(j\omega) \cdot A(j\omega)$$

où $$A(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) e^{-j\omega t} dt$$

$A(j\omega)$: Transformée de Fourier du signal d'entrée.

$$T(j\omega) = T_1(j\omega) + T_2(j\omega) + \cdots + T_N(j\omega)$$

Fonction de transfert.

Pour simplifier le problème, nous considérons le cas N = 1, c'est-à-dire qu'il n'existe qu'une seule surface réfléchissante. La fonction de transfert $T(j\omega)$ peut se décomposer en plusieurs facteurs tels que :

(2.20) $$T(j\omega) = \left[R_e(j\omega) \cdot S_e(j\omega) \cdot L_{ed}(j\omega)\right]\left[L_r(j\omega)\right]\left[D_r(j\omega) \cdot S_r(j\omega) \cdot R_r(j\omega) \cdot L_{rd}(j\omega)\right]$$

Transmission à l'aller	Condition d'extrémité	Transmission au retour

$R_e(j\omega)$: Directivité d'émetteur ou de source (y compris l'effet de diffraction dû à la forme de l'émetteur).

$S_e(j\omega)$: Constante de source

$L_{ed}(j\omega)$: Amortissement dû à la diffusion

$L_r(j\omega)$: Amortissement à la réflexion

$D_r(j\omega)$: Amortissement par la diffraction de la surface réfléchissante

$R_r(j\omega)$: Amortissement dû à l'effet de directivité de surface réfléchissante

$L_{rd}(j\omega)$: Amortissement des ondes réfléchies par diffusion

$S_r(j\omega)$: Constante de source secondaire (constante de ré-émission).

Au paragraphe précédent, nous avons discuté le cas simple dans lequel

1°) La source est sphérique : $Re(j\omega) = 1$

2°) La surface réfléchissante est rigide : $Lr(j\omega) = 1$

3°) L'effet de la diffraction des ondes réfléchies est négligeable : $Dr(j\omega) = 1$.

On peut écrire la pression acoustique réfléchie par une surface en fonction de fréquence, en utilisant les résultats obtenus dans le paragraphe précédent :

(2.21) $$P_{2r}(j\omega) = \left[\frac{1}{(4\pi r)^2}\cdot(-j\omega)\frac{\rho}{c}\cdot 4S\right]\left[R_r(j\omega,\gamma)\right] A(j\omega)$$

ou $$S_e(j\omega)\cdot Led(j\omega)\cdot S_r(j\omega)\cdot L_{rd}(j\omega) = \frac{1}{(4\pi r)^2}\cdot(-j\omega)\cdot\frac{\rho}{c}\cdot 4S$$

$$R_r(j\omega) = \frac{\sin(\omega\tau_{2a}\sin\gamma)}{\omega\tau_{2a}\sin\gamma}\cos\gamma$$ Pour une surface rectangulaire

$$R_r(j\omega) = \frac{2J_1(\omega\tau_{2a}\sin\gamma)}{\omega\tau_{2a}\sin\gamma}\cos\gamma$$ Pour une surface circulaire

$$R_r(j\omega) = \frac{\sin(\omega N\tau_d\sin\gamma)}{N\sin(\omega\tau_d\sin\gamma)}$$ Pour un réseau linéaire $(ka \ll 1)$

où $$\tau_{2a} = \frac{2a}{c}, \quad \tau_d = \frac{d}{c}$$

On voit dans cette relation (2.21) que la différence entre les réponses ($P_{2r}(j\omega)$ les pressions acoustiques réfléchies) par plusieurs surfaces est dominée principalement par la directivité de la surface réfléchissante.

On peut en déduire la pression acoustique réfléchie en fonction du temps en utilisant la transformée inverse de Fourier :

(2.22) $$P_{2r}(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} P_{2r}(j\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega$$

$$= \frac{1}{2\pi}\,\frac{1}{(4\pi r)^2}\,\frac{\rho\cdot 4S}{c}\int_{-\infty}^{+\infty}(-j\omega)\left[R_r(j\omega)\right]\cdot A(j\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega$$

II.2.2.- ANALYSE APPROXIMATIVE DE LA REFLEXION PAR UNE SURFACE RUGUEUSE OU ONDULEE -

Les surfaces qui existent dans le monde naturel sont toujours plus ou moins rugueuses on ondulées. Par exemple, le fond sablonneux de la mer est à la fois ondulé à la surface (*ripple-marks*) et rugueux à cause des grains de sable.

Une méthode approximative pour analyser le problème de la réflexion par une surface rugueuse ou ondulée consiste à remplacer cette surface par un réseau de petits réflecteurs.

Supposons une surface réfléchissante qui a une largeur de D(m) et une rugosité de période d m et qui puisse être considérée comme plane dans son ensemble. Nous considérons par approximation cette surface comme un réseau de petits réflecteurs (voir figure II.11). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, c'est une approximation raisonnable sous la condition

Si l'onde incidente sur cette surface rugueuse est une impulsion de courte durée, l'onde réfléchie sera "colorée" aux fréquences accentuées bien que l'onde incidente ait un spectre continu et très étalé.

Si émetteur et récepteurs sont situés au même point O (Fig. II.12), les fréquences accentuées seront données par :

(2.23) $$f_{nm} = \frac{m}{\tau_{2d} \sin\gamma}$$

où m = 1, 2, 3 ...

$$\tau_{2d} = \frac{2d}{c}$$

γ : angle d'incidence et de réflexion.

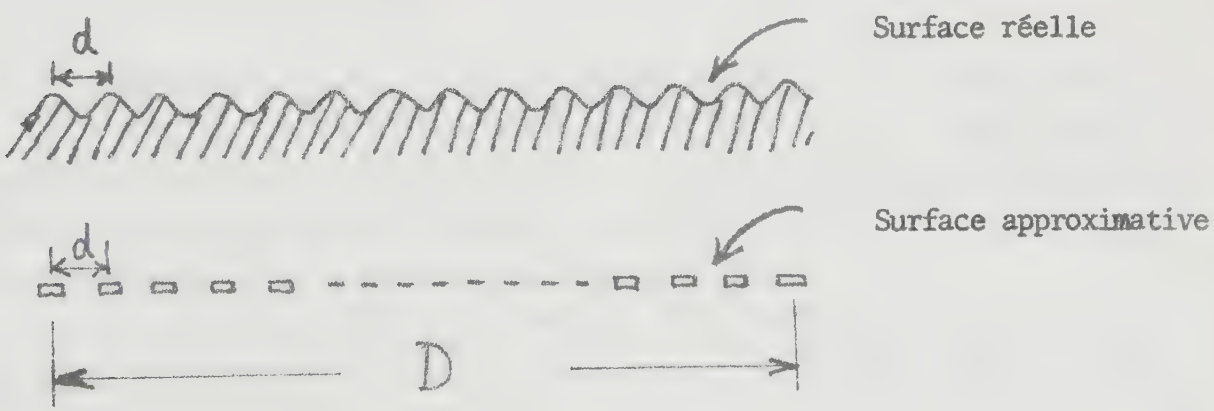


Fig. II.11

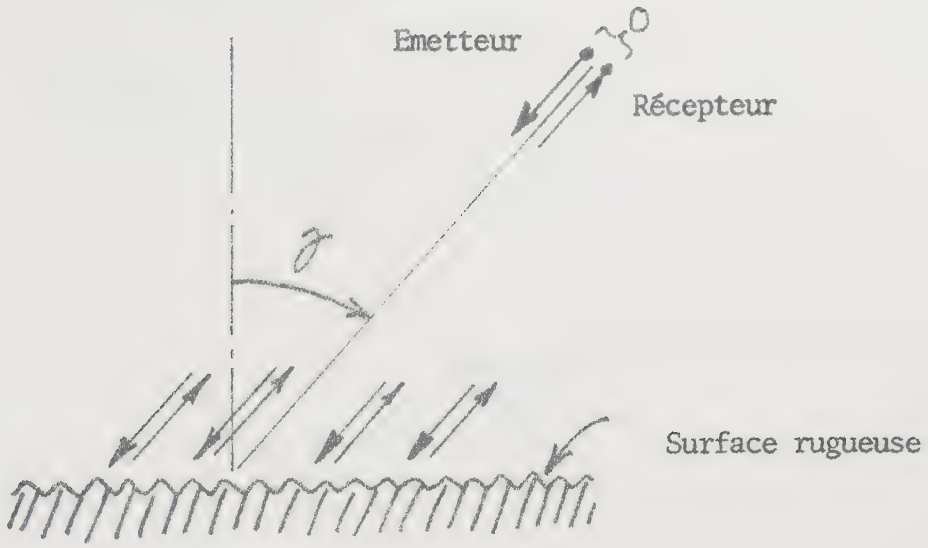


Fig. II.12

Les fréquences accentuées sont fonction de la période (ou fréquence spatiale) de rugosité d et des angles d'incidence et de réflexion. Cela signifie que, si des surfaces multiples existent, on peut distinguer chacune des surfaces par le domaine de fréquence ou par analyse de Fourier.

II.3.- RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Le but de nos expériences était de montrer que les ondes réfléchies provenant de différentes surfaces pouvaient être distinguées entre elles par l'analyse de Fourier ou peut-être directement à l'aide des fréquences accentuées.

II.3.1.- DESCRIPTION DU DISPOSITIF ET EXECUTION DES EXPERIENCES -

Primitivement il était prévu d'expérimenter dans une cuve à eau (cf. fig. I.5) avec une source à fil explosé (Fig. I.6). Mais un retard dans la réalisation du matériel de laboratoire nous a poussé à exécuter nos expériences en milieu aérien dans une petite chambre sourde, en utilisant comme source pulsée un haut-parleur électrostatique (cf. fig. I.8).

La figure II.13 montre la géométrie des expériences. Emetteur et récepteur étaient rassemblés au point O. Nous avons utilisé deux surfaces contigues S_α et S_β en aluminium. Les angles α et β d'incidence et de réflexion étaient variables pour chacune des surfaces réfléchissantes S_α et S_β.

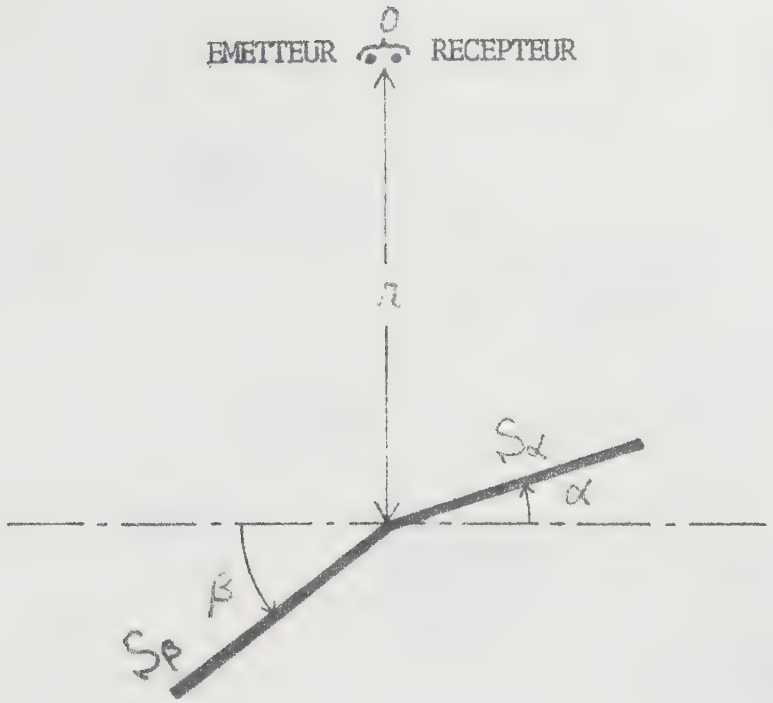


Fig. II.13

Deux combinaisons de rugosités ont été expérimentées :

1°) les deux surfaces S_α et S_β ont la même période de rugosité, soit d = 17,4 mm ;

2°) S_α et S_β ont des rugosités différentes caractérisées par les périodes d_1=17,4mm et d_2 = 40,5 mm.

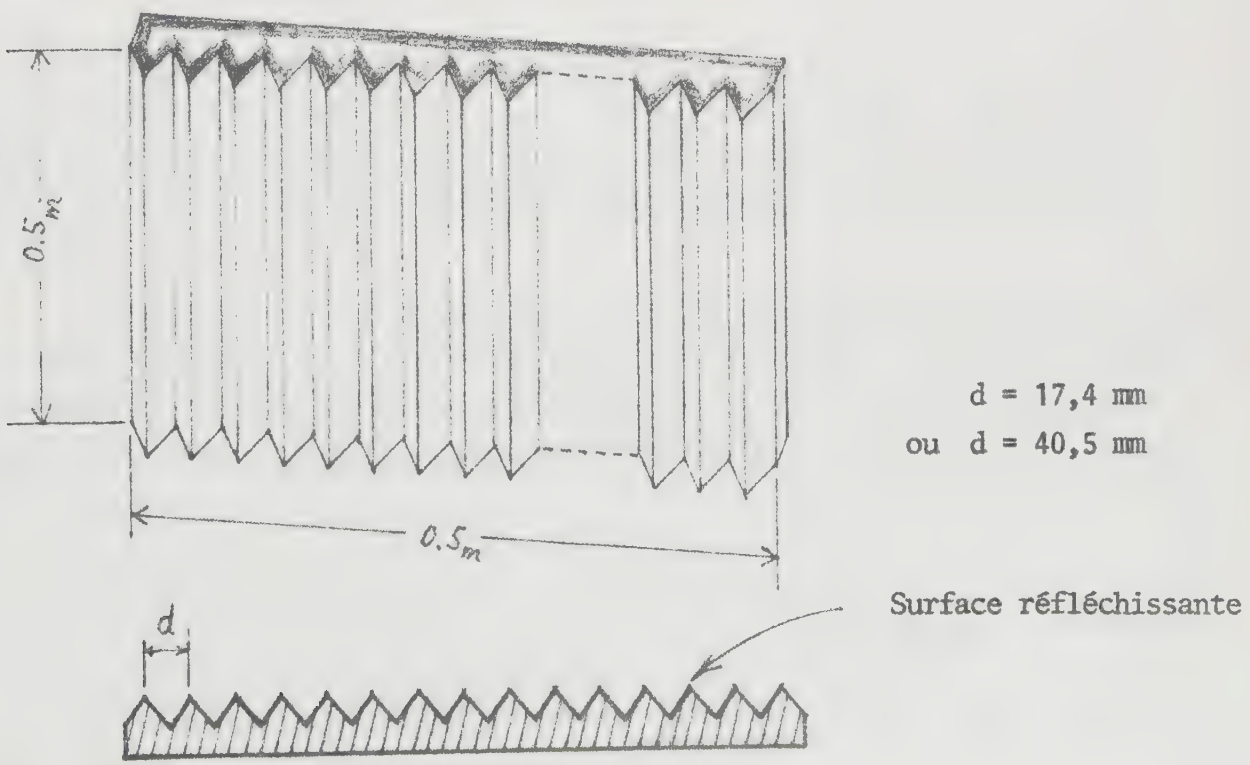


Fig. II.14

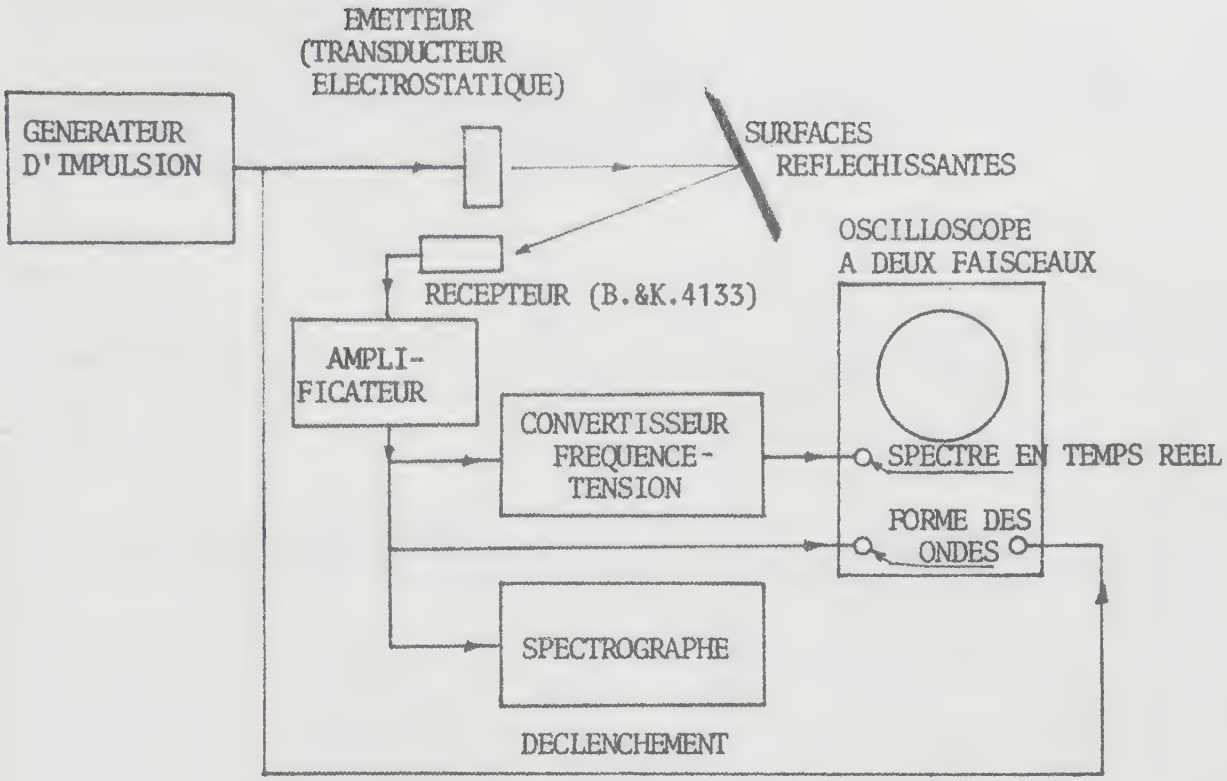


Fig. II.15 : SCHEMA DE L'APPAREILLAGE

La figure II.15 représente le schéma de l'installation. On a utilisé des transducteurs électrostatiques comme émetteur, et également comme récepteur (microphone électrostatique BRUEL & KJAER n° 4133). Les signaux d'entrée appliqués à l'émetteur étaient des impulsions rectangulaires d'amplitude 50 V et de durée 20 µs.

Sur un oscilloscope à deux faisceaux, on observait simultanément la forme des ondes réfléchies et l'évolution temporelle du spectre. Cette visualisation spectrographique en temps réel était réalisée par un convertisseur fréquence - amplitude de tension. Un spectrographe acoustique était aussi utilisé pour l'analyse de Fourier.

La convertion fréquence - amplitude est décrite schématiquement à la figure II.16 : les signaux reçus A sont écrêtés à un niveau très bas (*"sliced"*) pour obtenir des impulsions rectangulaires B.

Ces impulsions (B) servent à déclencher un circuit intégrateur qui les transforme en signaux triangulaires à pente constante (C). Ainsi l'emplitude de sortie du convertisseur est proportionnelle à 1/f.

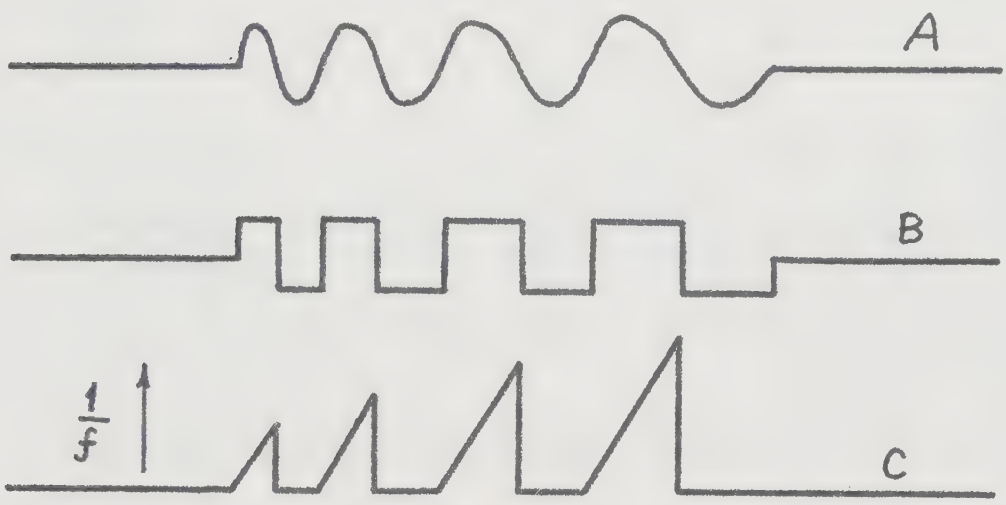


Fig. II.16

II.3.2.- RESULTATS OBTENUS -

La figure II.17 montre la forme de l'onde incidente au centre de la surface réflectrice, c'est-à-dire au point R sur l'axe de l'émetteur (OR = 3 m).

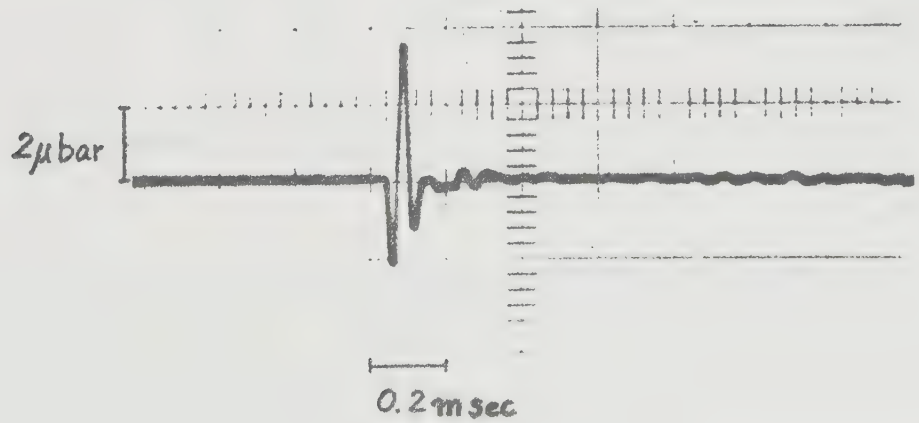


Fig. II.17

La figure II.18 montre les variations de la première fréquence accentuée (m = 1, dans l'équation 2.23) en fonction de l'angle Θ d'incidence et de réflexion ($\gamma = \alpha = \beta$ sur la figure II.12).

On constate une bonne correspondance entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées.

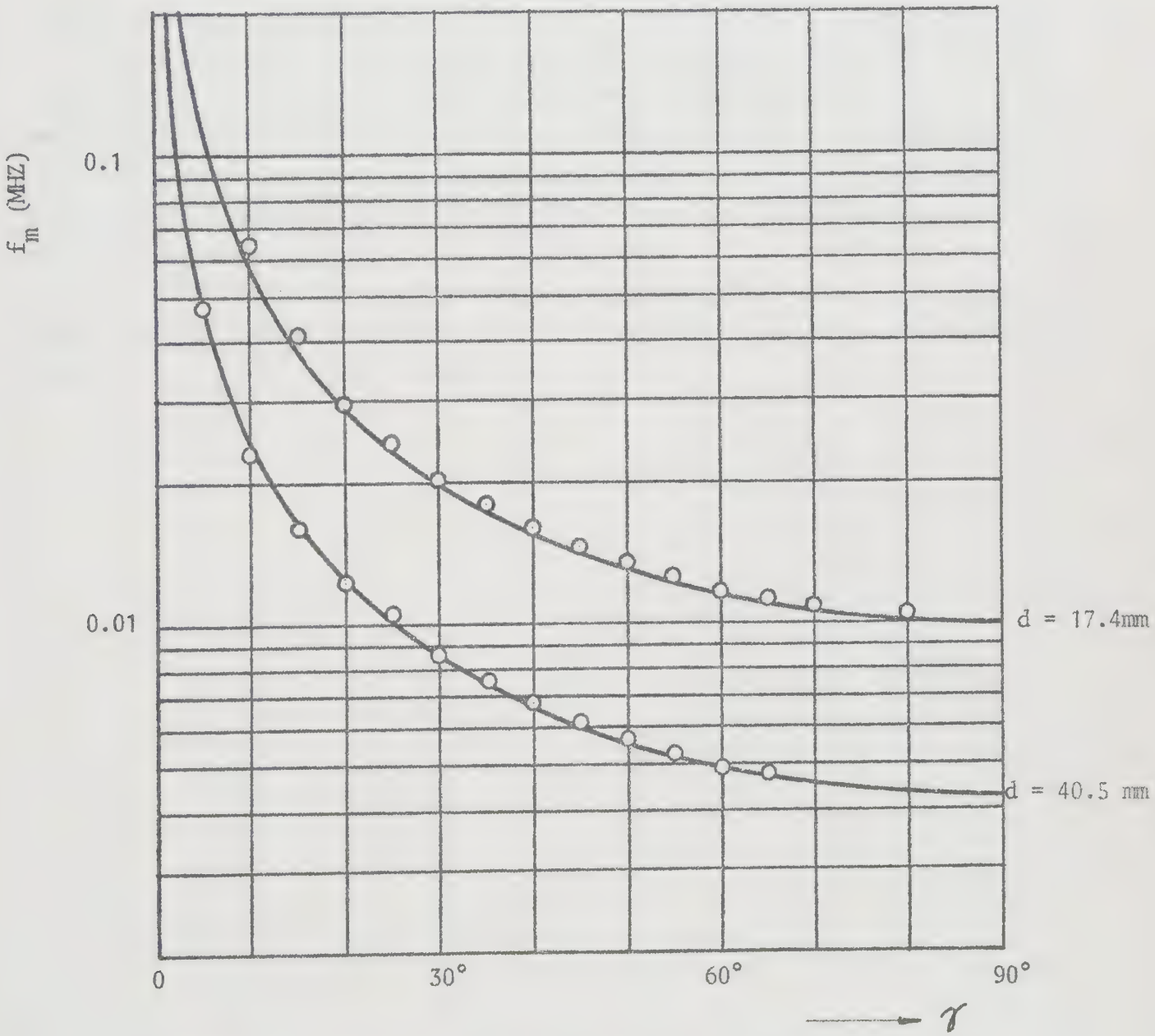


Fig.II.18 : VARIATION DE FREQUENCE ACCENTUEE EN FONCTION DE γ

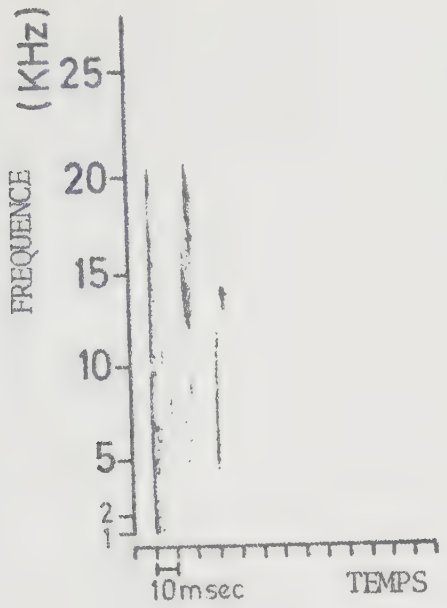
m = 1

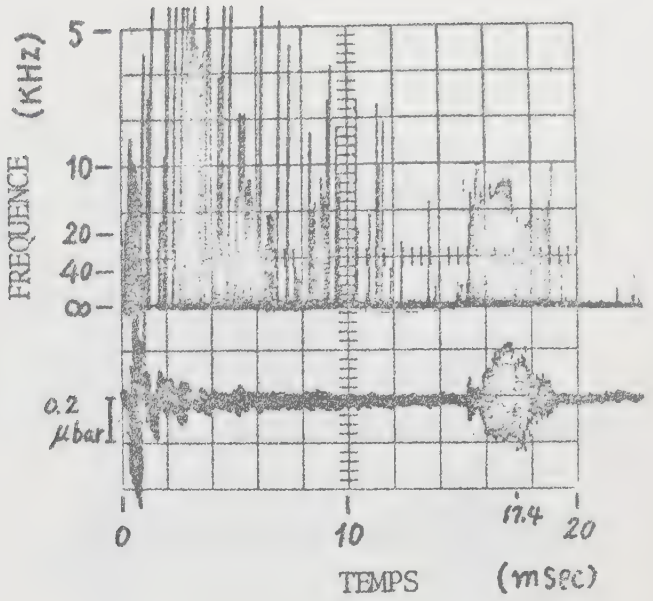
La figure II.19 montre plusieurs exemples de résultats expérimentaux : spectrogrammes des ondes réfléchies et visualisations en temps réel des ondes réfléchies (enregistrement photographique de la variation de fréquence et des formes des ondes réfléchies).

On peut observer sur les spectrogrammes que les fréquences spécifiques sont accentuées dans les ondes réfléchies tout à fait comme pour un spectre discret, bien que des ondes incidentes possèdent un spectre continu à large bande.

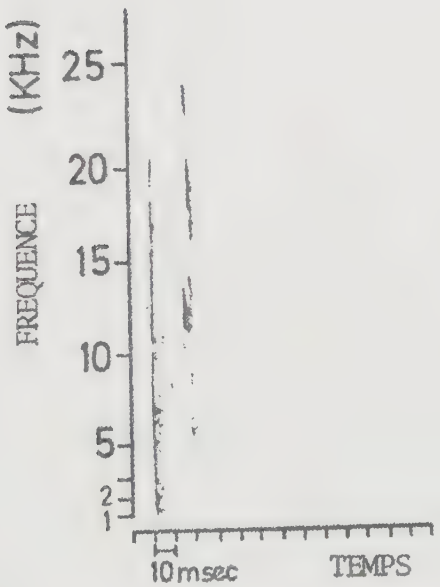
Sur les enregistrements photographiques en temps réel (formes des ondes réfléchies et évolution des fréquences), on voit que les signaux réfléchis par deux surfaces S_α et S_β arrivent en formant un groupe compact. On constate qu'il est difficile de séparer et de discerner ce qui provient de S_α et ce qui provient de S_β aussi bien par les formes d'ondes que par les spectres instantanés. Cependant on arrive à distinguer facilement deux signaux réfléchis par la variation de fréquence des ondes réfléchies, parce que les fréquences accentuées varient brusquement aux limites de deux signaux.

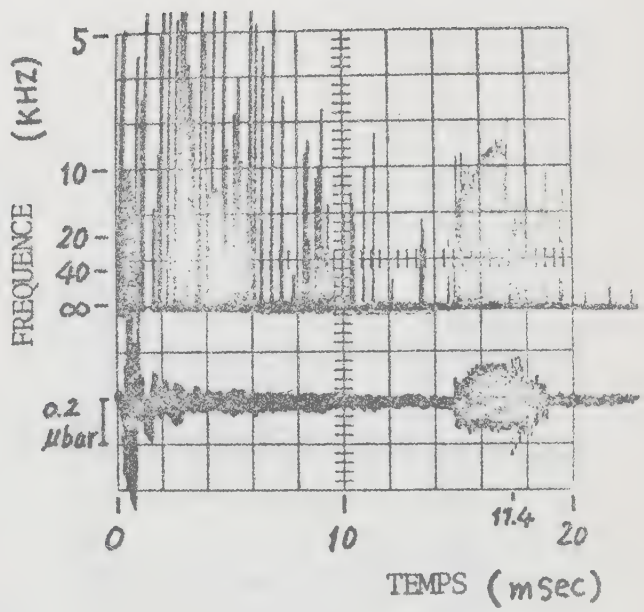
Cela nous montre qu'il existe une possibilité d'obtenir des informations sur les formes des surfaces réflectrices, par l'analyse spectrale en temps réel.





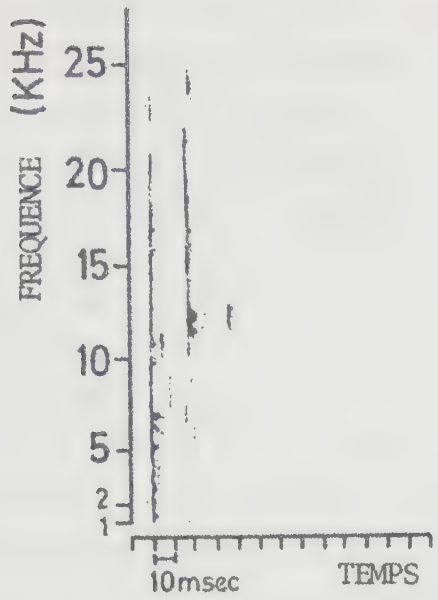
(a) S_α : $\alpha = 50°$, $d = 17{,}4$ mm
S_β : $\beta = 30°$, $d = 17.4$ mm

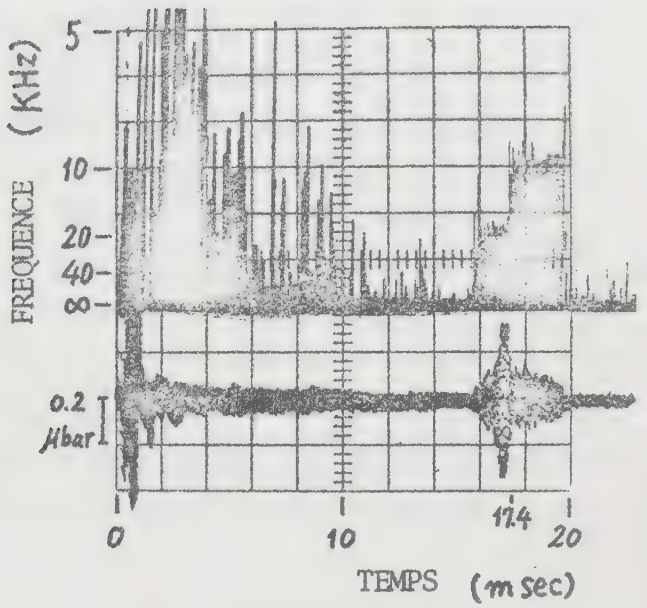




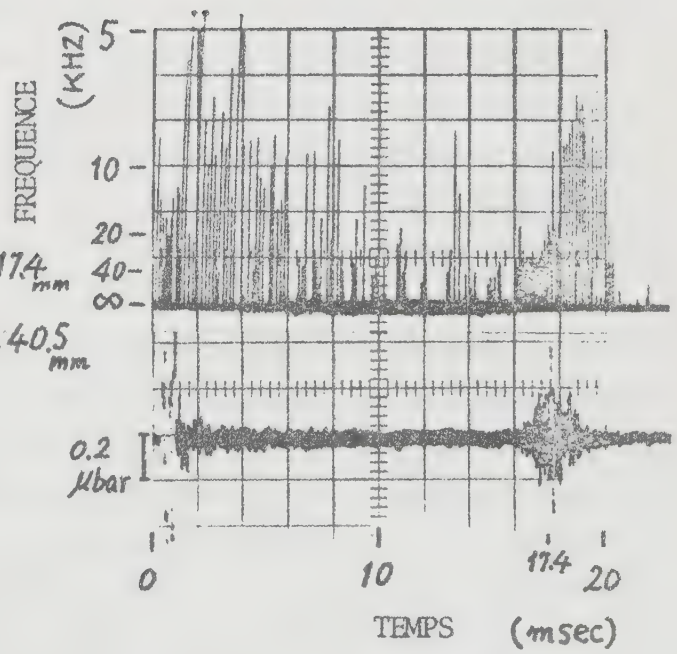
(b) S_α : $\alpha = 60°$, $d = 17.4$ mm
S_β : $\beta = 30°$, $d = 17.4$ mm

Fig. II.19





(C) S_α : $\alpha = 35°$, $d = 17.4mm$
S_β : $\beta = 55°$, $d = 17.4mm$



(d) S_α : $\alpha = 30°$, $d = 17.4_{mm}$
S_β : $\beta = 30°$, $d = 40.5_{mm}$

Fig.II.19

II.4.- PERSPECTIVES CONCERNANT LA DETERMINATION DES FORMES D'UN OBJET DIFFRINGENT -

Discutons maintenant, d'une façon purement qualitative, les possibilités d'avenir de la reconnaissance des objets réfléchissants ou diffringents à la lumière réciproque de l'expérience et de la théorie. Nous avons déjà observé au paragraphe précédent, des différences appréciables dans les spectres des échos renvoyés par les différents objets examinés. Il existe d'autre part une théorie rigoureuse de la diffraction {16} basée sur l'intégration analytique ou numérique des équations des ondes. L'examen des divers problèmes ainsi résolus conduit également à des aperçus qualitatifs utilisables.

Si nous nous reportons à la formule générale (2.20) de la fonction de transfert des ondes réfléchies, nous pouvons remarquer que les principaux termes contenant une information sur la forme des surfaces réflectrices sont :

1°) le terme de directivité $R_r(j\omega)$

et 2°) le terme de diffraction $D_r(j\omega)$.

Ces deux facteurs peuvent être mis en évidence aussi bien dans l'expérience que dans la théorie.

On observe en particulier que le spectre diffracté par un objet "simple" est essentiellement "coloré" aux fréquences basses par les contours de la surface (supposée lisse) de l'objet.

Au contraire, le spectre réfléchi par un objet rugueux est coloré aux fréquences élevées, à cause de la période ou fréquence spatiale des rugosités.

Autrement dit : les signaux réfléchis aux fréquences les plus basses transportent les informations sur le contour général de la surface ou la forme globale de l'objet diffringent alors que les signaux réfléchis aux fréquences les plus élevées transmettent les informations sur les états de surface ou les détails (rugosités) du même objet.

Mais pour arriver à déterminer complètement la forme d'un objet à partir des ondes qu'il diffracte, il faudrait, en principe, connaître la répartition du champ diffracté dans tout l'espace V_D entourant l'objet. En fait la théorie du principe de Huygens {13,14,15} nous montre qu'il suffit de connaître ce champ sur une surface fermée S_f contenue dans V_D et entourant l'objet. La théorie de l'holographie nous démontre même qu'il suffit de connaître le champ sur un morceau S_o de la surface totale S_f, pourvu que ce morceau S_o soit suffisamment étendu (Fig.II.20)

Il est clair alors que les dimensions minimales de S_o dépendront de la finesse de l'image que l'on souhaite obtenir. Ces dimensions devront être bien plus grandes si l'on veut déterminer la forme d'un objet parfaitement lisse acoustiquement, problème dans lequel, comme on vient de le voir, le spectre des basses

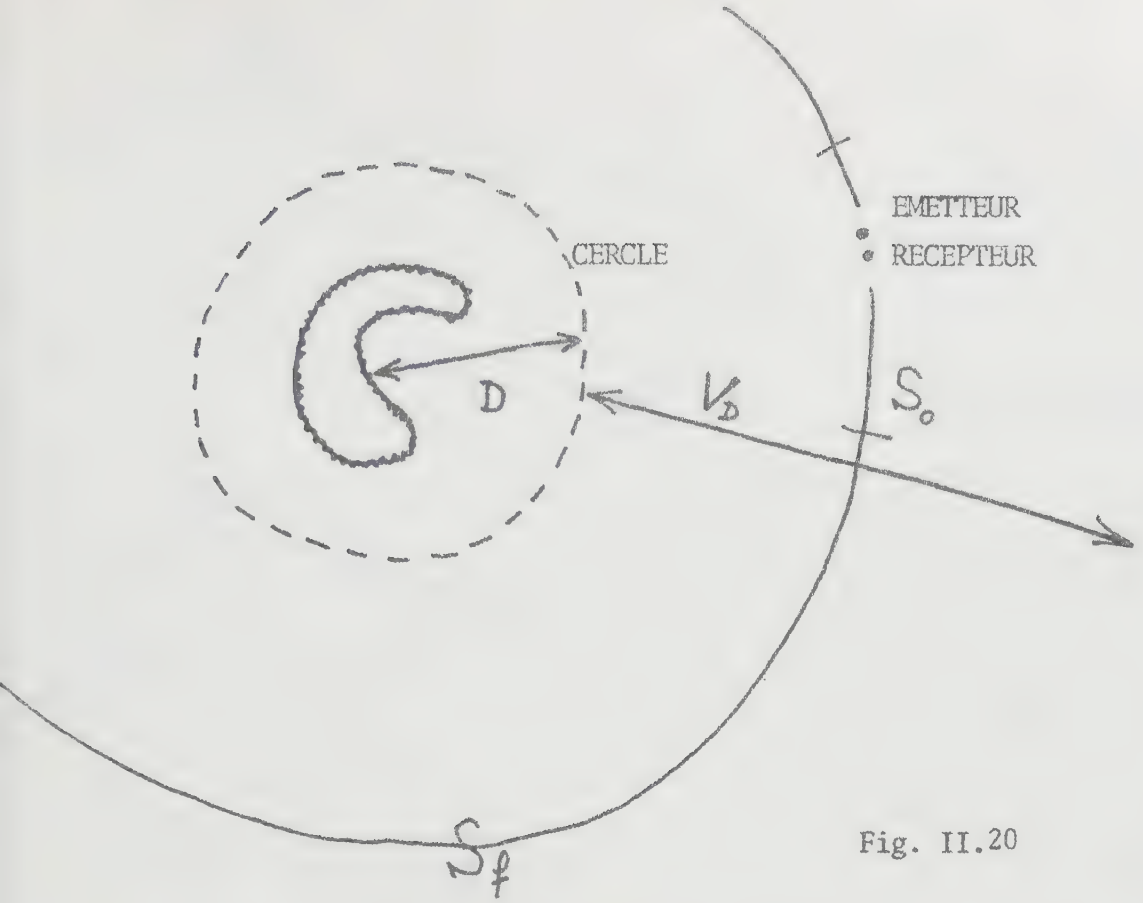


Fig. II.20

fréquences joue un rôle essentiel. Au contraire, si on peut se contenter d' une information sur la structure fine (c'est-à-dire la rugosité) de l'objet diffringent, il suffira d'une surface S_o beaucoup plus petite. Par conséquent il existe une possibilité intéressante de recueillir dans la partie la plus élevée du spectre des informations suffisantes pour identifier certaines particularités des surfaces rugueuses, grâce aux fréquences "accentuées" dont elles sont l'origine.

Pour aider à cette détermination des formes, voici quelques énoncés qualitatifs que l'on peut obtenir de diverses façons :

a) soit comme conséquences empiriques de nos expériences sur les paires de plaques rainurées considérées comme formant ensemble un objet unique présentant un dièdre ;

b) soit comme résultats d'une théorie sommaire où l'objet diffusant est assimilé à un réseau d'éléments diffringents plus petits (voir fig.II.11, p.108). On suppose alors, dans une première approximation, que ces éléments n'ont pas d'interactions entre eux mais qu'ils se contentent de renvoyer l'onde incidente dans la direction d'où elle vient.

c) soit enfin comme conclusions approchées d'une théorie plus élaborée basée sur les équations intégrales de la diffraction. On peut remplacer l'objet diffringent par des sources virtuelles plus ou moins intenses. On retrouve alors la périodicité spatiale en remarquant que les sources les plus intenses sont aux sommets des bosses constituant les rugosités, ce qui justifie la théorie sommaire illustrée par les figures II.21.

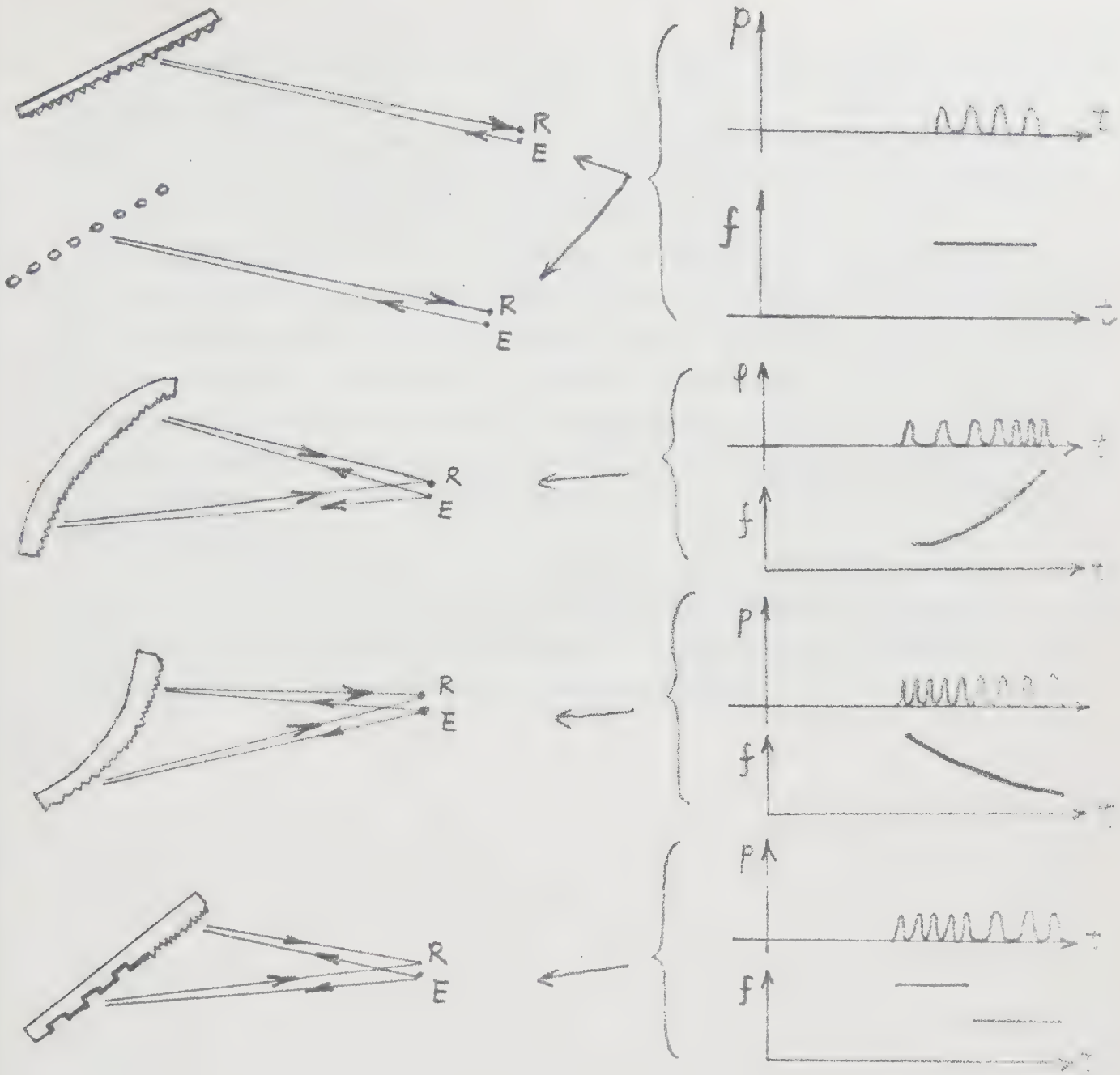


Fig. II.21

Enoncé I : Si la surface rugueuse est plane et régulière il n'y aura pas, en première approximation, de variation temporelle des fréquences accentuées caractérisant la disposition spatiale des rugosités.

Enoncé II : Si une surface rugueuse et régulière est concave, les fréquences accentuées vont en s'élevant graduellement dans le temps.

Enoncé III : Si la surface rugueuse et régulière est convexe, les fréquences accentuées vont en s'abaissant graduellement dans le temps.

Enoncé IV : Si la rugosité subit une discontinuité en passant d'une région à l'autre de l'objet diffusant, les fréquences accentuées varient également d'une façon brusque si elles sont éclairées d'une façon convenable (Cf. figure II.19).

En fait la variation temporelle des fréquences accentuées dépend simultanément de nombreux paramètres : variations locales de la rugosité, angles d'incidence et de réflexion (ces deux angles sont identiques dans nos expériences où les récepteurs sont situés très proches de l'émetteur) interactions locales sur l'objet diffringent, structures individuelles des rugosités.

Par exemple si l'on a observé que les fréquences accentuées vont en s'élevant dans le temps, cela peut provenir soit d'une concavité de l'objet, soit d'une variation graduelle de la distribution des rugosités le long de l'objet. Il faut donc plusieurs informations se recoupant pour pouvoir conclure. Nous verrons au chapitre III qu'il faut plusieurs récepteurs pour identifier la position d'un objet diffringent. On aura donc aussi plusieurs enregistrements de l'évolution des fréquences en fonction du temps, ce qui pourra, dans les cas favorables, fournir les recoupements souhaités.

Cependant, du point de vue technique, le problème reste ouvert. Il repose sur la réalisation de machines informatiques fonctionnant en temps réel et réalisant l'analyse de Fourier, la corrélation tridimensionnelle (fréquence, temps, intensité) et la visualisation des résultats analysés.

CHAPITRE III

REALISATION D'UN SYSTEME DE REPERAGE ACOUSTIQUE PAR ONDE PULSEE UNIQUE

Au chapitre I nous avions vu comment une impulsion isolée se propageait dans les différentes directions de l'espace. Au chapitre II nous avons examiné comment cette impulsion se réfléchissait sur un objet placé en un point connu, c'est-à-dire à une distance donnée r et sous un azimut Θ donné. Maintenant nous allons voir comment on peut repérer l'objet c'est-à-dire trouver sa distance r et son azimut Θ en utilisant seulement l'écho d'une impulsion unique.

III.1.- AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE LA DETECTION PAR IMPULSION UNIQUE -

Les performances d'un système acoustique de repérage dépendent principalement de la puissance acoustique émise, de la fréquence émise et de la méthode de traitement du signal, sans parler des fluctuations et des hétérogénéités du milieu. Or il est très important d'augmenter les performances du Sonar, et principalement sa portée. La méthode la plus directe et la plus efficace pour y arriver est l'augmentation de la puissance acoustique émise. Mais si on veut augmenter la puissance des signaux de longue durée du Sonar classique, on est sévèrement limité par la non-linéarité du milieu acoustique (par exemple le phénomène de la cavitation) ainsi que par les risques de destruction mécanique des transducteurs d'émission et même de réception.

Cette limitation de puissance n'est pas le seul inconvénient du Sonar classique. Travaillant à spectre étroit, ce dernier doit utiliser des dispositifs très encombrants pour capter une information suffisante. Pour "synthétiser" une directivité convenable il lui faut employer des réseaux importants d'hydrophones, parfois même plusieurs réseaux. Pour assurer le balayage spatial du faisceau de réception, il lui faut tout un système compliqué de traitement du signal, avec des commutateurs électroniques, des circuits de compensation de phase ou de lignes à retard. Et malgré tout les performances des sonars classiques restent modestes à côté des sonars animaux qui travaillent à large bande.

Le sonar à impulsion unique se rapproche des sonars animaux par l'allure du signal émis. Avec des dispositifs d'allumage très simples on obtient une émission assez brève de haute intensité et omnidirectionnelle. Nous allons voir que nous pouvons obtenir également une bonne résolution à la réception avec des circuits et des dispositifs relativement simples. La solution que nous proposons reste pour le moment purement expérimentale et repose sur l'enregistrement sur bande magnétique avec système de têtes de lecture mobiles. Toutefois pour extraire du signal reçu toute l'information utile, il reste à résoudre encore beaucoup de problèmes techniques, surtout si l'objectif à détecter et à suivre est mobile ou déformable.

III.2.- PRINCIPE DE LA RECEPTION DIRECTIONNELLE DES ONDES PULSEES -

La figure III.1 montre le principe de réception directionnelle d'une onde pulsée. Supposons que l'impulsion arrive de la direction Θ sur deux capteurs R_A et R_B. Si on peut considérer que les deux capteurs sont situés dans le champ lointain de l'onde arrivante, la différence des instants d'arrivée aux deux capteurs est donnée par :

$$\tau_\theta = \frac{d}{c} \sin\theta$$

où d : espacement de deux capteurs

c : célérité des ondes.

Après avoir retardé de τ secondes le signal $S_b(t)$ reçu par le capteur R_b, les deux signaux $S_a(t)$ et $S_b(t - \tau)$ sont multipliés.

Le produit $S_a(t) \cdot S_b(t - \tau)$ (ou l'intégrale de ce produit sur une courte durée) atteint sa valeur maximum pour $\tau = \tau_\theta$.

Il est évident que la direction de faisceau de réception peut être changée à volonté et balayer tout le plan en faisant varier convenablement le retard imposé aux signaux reçus par un des deux capteurs.

La figure III.2 illustre la relation entre les signaux arrivant à chacun des deux capteurs et le signal traité. Cependant, comme la source émet une impulsion acoustique unique et de très courte durée, on ne peut pas, comme dans le sonar classique, balayer en direction le faisceau de réception en même temps qu'on enregistre les signaux reçus. Il faut un dispositif spécial dont les réalisations pratiques fonctionnant en temps réel restent encore à trouver.

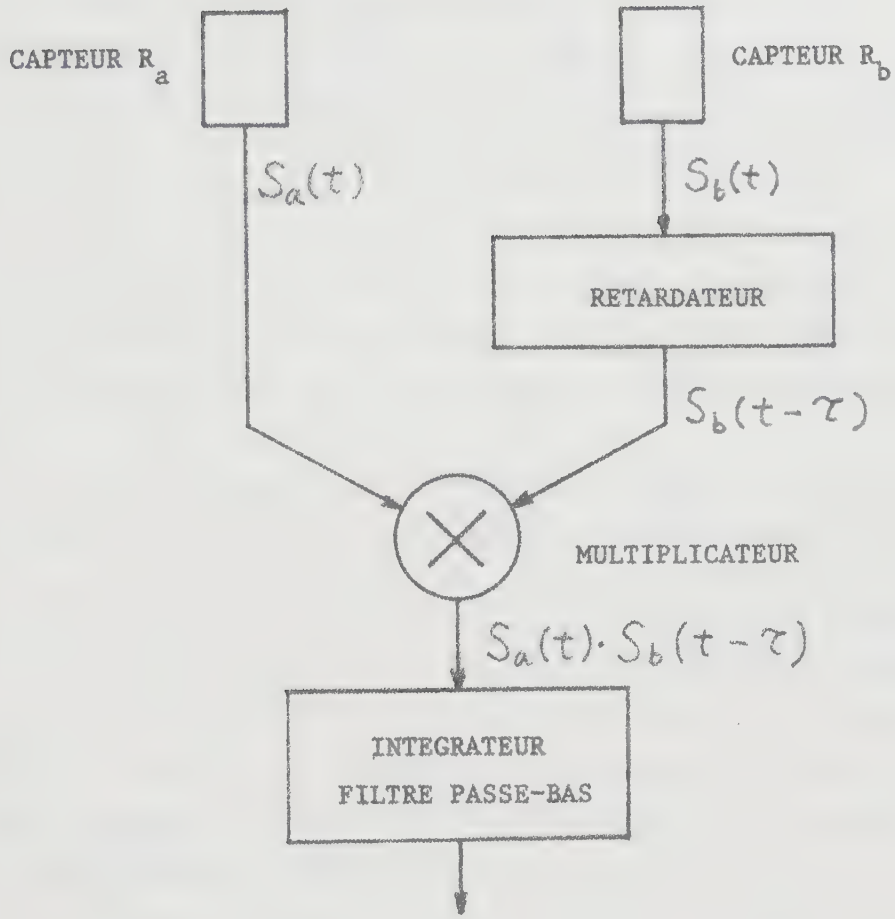


Fig. III.1

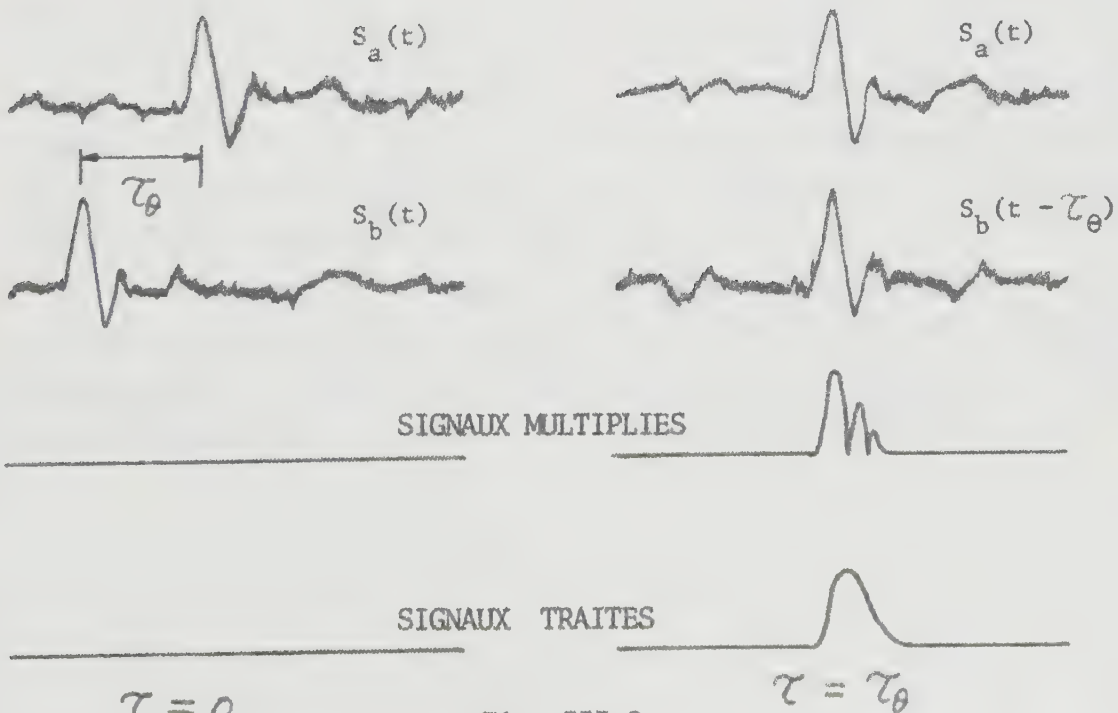


Fig. III.2

III.3.- METHODE DE BALAYAGE ET VISUALISATION DE REPERAGE -

Dans le cas du sonar panoramique classique (P.P.I. SONAR) qui utilise des ondes porteuses sinusoïdales, le faisceau de réception est balayé dans le secteur à explorer en répétant périodiquement au moins un balayage pendant chaque durée d'un train d'ondes émises (on suppose les ondes sinusoïdales modulées par impulsion et émises par un émetteur à large faisceau).

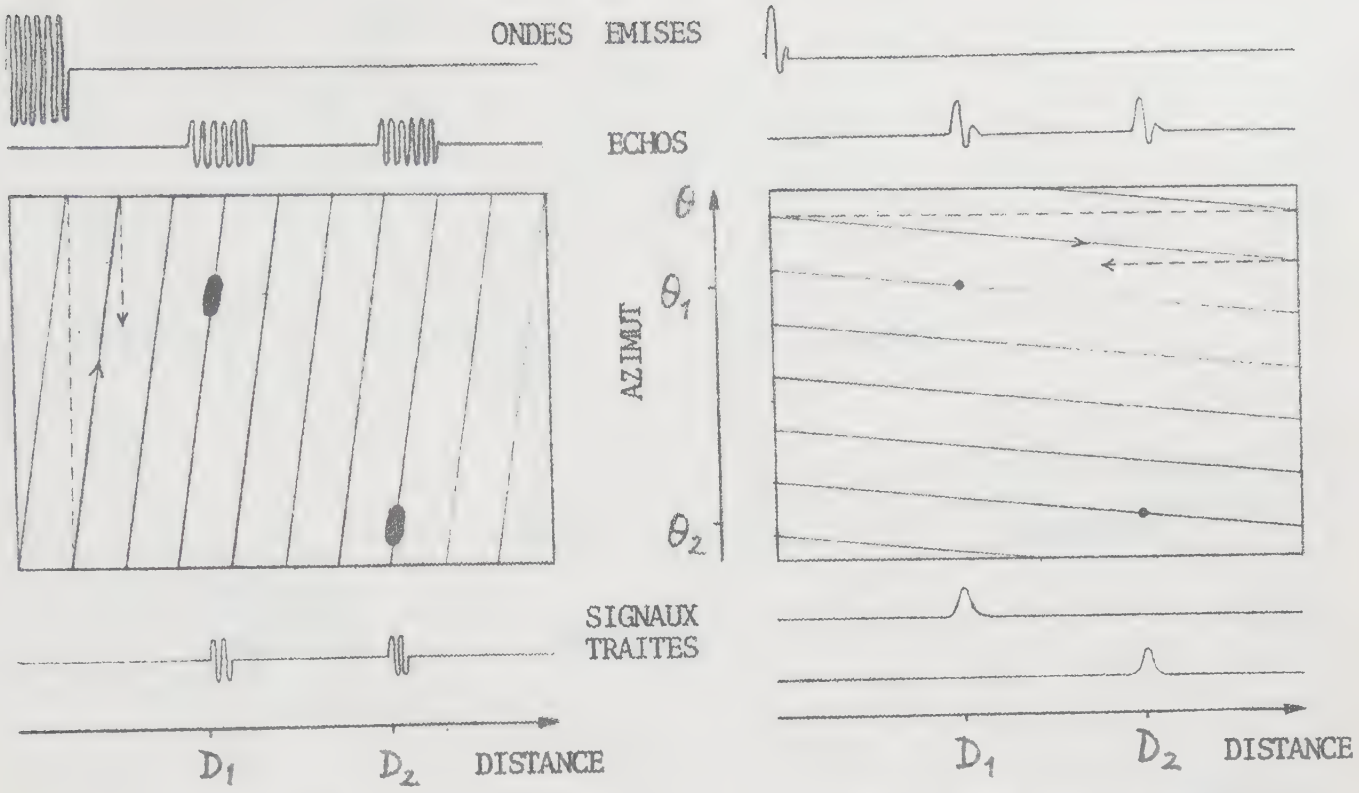
Dans le cas du sonar à ondes pulsées, on laisserait échapper, au cours du traitement du signal, presque tout le contenu du signal à détecter, si on utilisait un procédé de balayage rapide comme dans le système classique (Fig.III.3). Seul un balayage assez lent peut assurer la détection complète des signaux impulsifs.

Afin d'éliminer les difficultés inhérentes au repérage par ondes pulsées caractérisé par l'émission d'une impulsion acoustique unique et le balayage ralenti, il nous paraît actuellement indispensable d'enregistrer les échos reçus par les capteurs dans un dispositif à mémoire analogique ou numérique.

De cette façon, le traitement du signal peut s'effectuer à plusieurs reprises, périodiquement, et pour ainsi dire à loisir, en balayant lentement le décalage des signaux. La visualisation panoramique du repérage c'est-à-dire la localisation des échos sur un écran d'oscilloscope (P.P.I. display) peut alors se réaliser effectivement à partir d'une impulsion unique.

Le temps nécessaire pour la visualisation dépend de la vitesse de lecture des signaux en mémoire et de la largeur de bande du dispositif électronique de traitement du signal. Dans le cas de nos expériences, le temps de la visualisation (c'est-à-dire le temps nécessaire à un balayage complet de l'écran) était de l'ordre de 5 secondes. Il est en effet limité (inférieurement) par le temps de réaction du servomécanisme utilisé pour le balayage de retard des signaux au moyen d'un mouvement convenable des têtes de lecture.

La figure III.3 compare les balayages oscillographiques utilisés pour la visualisation des échos dans un système classique et dans le système à onde pulsée unique, le dispositif adopté étant celui des indicateurs du type B (B-scop) où la distance r est en abscisse et l'azimuth θ en ordonnée.



METHODE CLASSIQUE

Fig.III.3

METHODE POUR SIGNAUX IMPULSIFS

III.4.- EXPERIENCES ET RESULTATS -

La figure III.4 représente le schéma synoptique de l'appareillage expérimental que nous avons utilisé. En fait nos expériences de repérage acoustique ont été effectuées dans une salle sourde et non dans l'eau. Nous avons utilisé comme émetteur un groupe de quatre transducteurs électrostatiques du même type que sur la figure I.7, montés en parallèle. Deux capteurs électrostatiques (BRUEL & KJAER 4133) servaient de récepteurs. Pour la mise en mémoire des signaux, nous avons utilisé un enregistreur à bande magnétique (fabriqué sur nos plans par la firme DAI-ICHI DENKI à TOKYO).

L'exploration répétée des signaux enregistrés était effectuée au moyen d'un dispositif mécanique avec un tambour rotatif supportant quatre têtes de lecture indépendantes.

Le retard variable pour le balayage de la direction de réception était réalisé par un servomécanisme déplaçant une des quatre têtes de lecture le long de la circonférence du tambour. Une tension en dent de scie était appliquée d'une part au servomécanisme pour commander et changer le temps de retard, et en même temps à la déviation verticale (axe d'azimut) de l'indicateur oscillographique de visualisation.

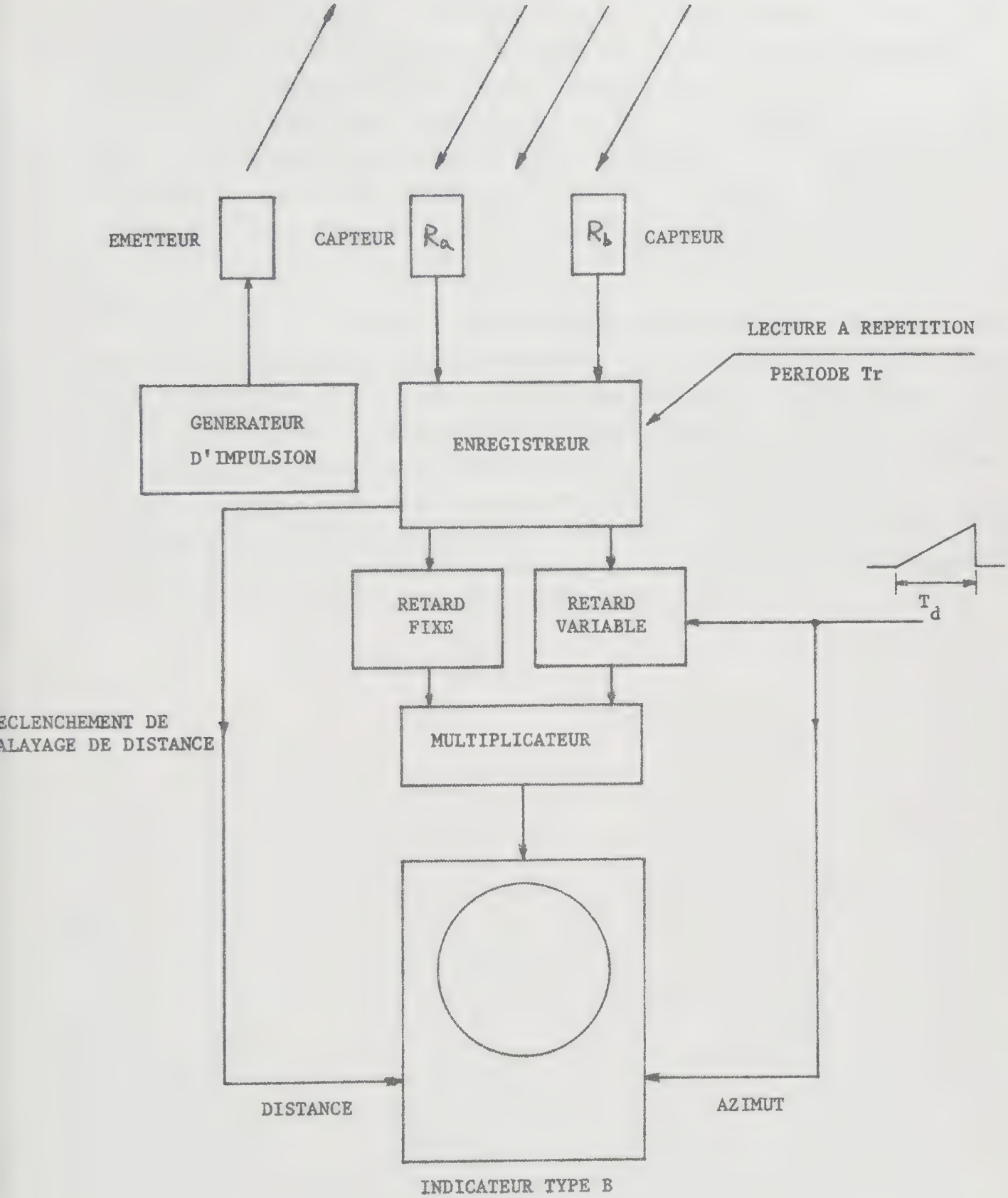


Fig.III.4

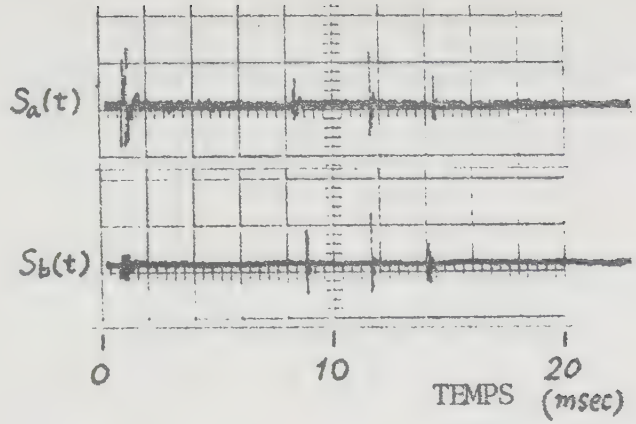
SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

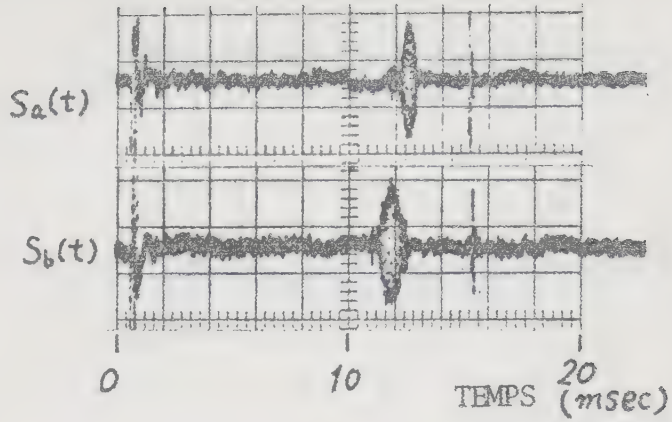
La durée d'impulsion en dents de scie T_d doit être choisie assez grande par rapport à la période de répétition Tr des lectures parce que le rapport Td/Tr correspond au nombre de lignes de balayage, sur l'indicateur oscillographique. Il domine donc la résolution du système de visualisation.

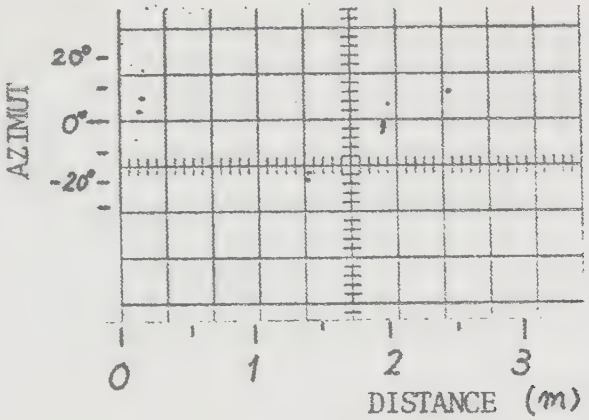
Nous avons jugé inutile d'employer dans nos expériences un filtre passe - bas pour les intégrations de courte durée, parce que le filtre passe-bas atténue fortement les impulsions courtes et que l'effet d'intégration peut être obtenu sur l'écran cathodique par l'effet de persistance de la perception visuelle humaine.

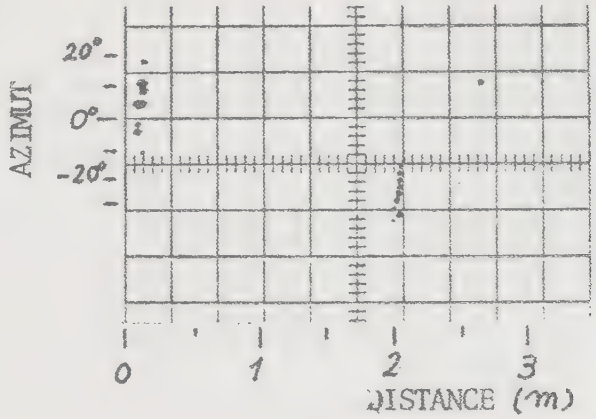
La figure III.5 montre quelques exemples de repérage par onde pulsée unique.

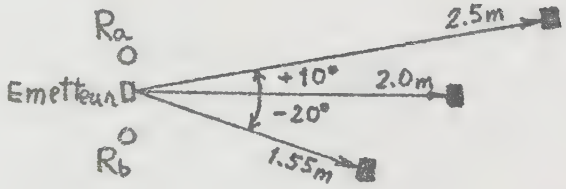
Dans nos expériences, nous avons utilisé seulement deux capteurs pour des raisons évidentes de simplicité et de facilité de montage. Mais dans le cas d'un système pratique, il serait indispensable d'employer au moins trois ou quatre capteurs afin d'éviter les apparitions d'images fantômes. Ce phénomène parasite se produit quand deux ou plusieurs cibles sont situées trop proches les unes des autres ou quand le secteur de balayage est très grand (voir figure III.6).
En employant trois capteurs, avec trois retardateurs de signaux commandés par des tensions alternatives polyphasées symétriques, on pourrait balayer un secteur de 360 degrés sans apparition d'images fantômes (Fig. III.7).



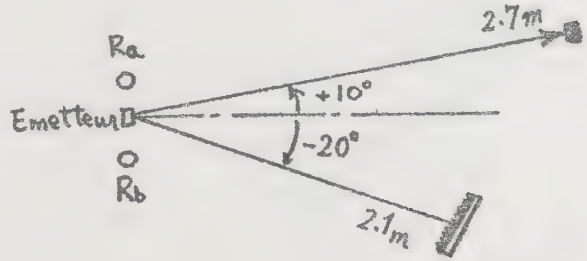






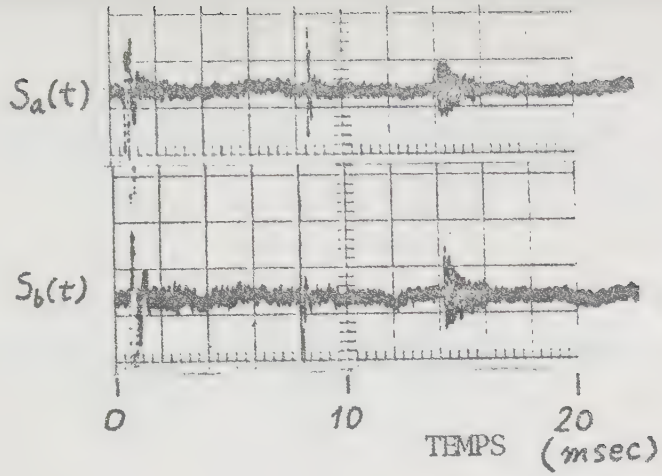


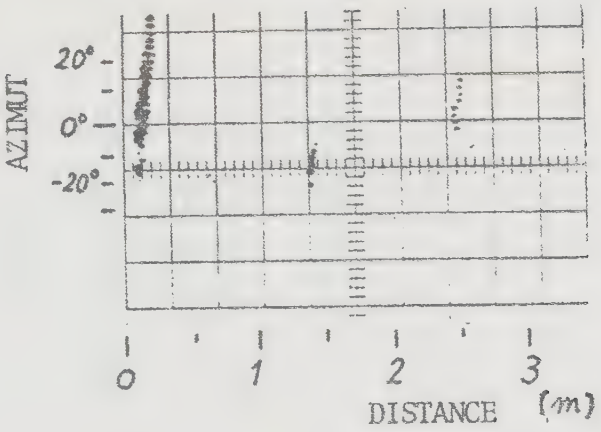
(a)

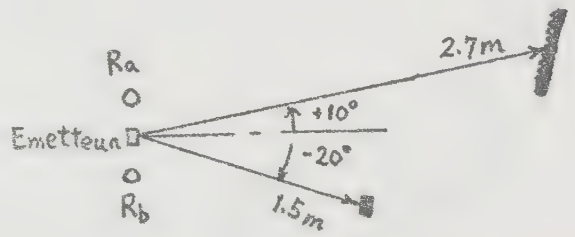


(b)

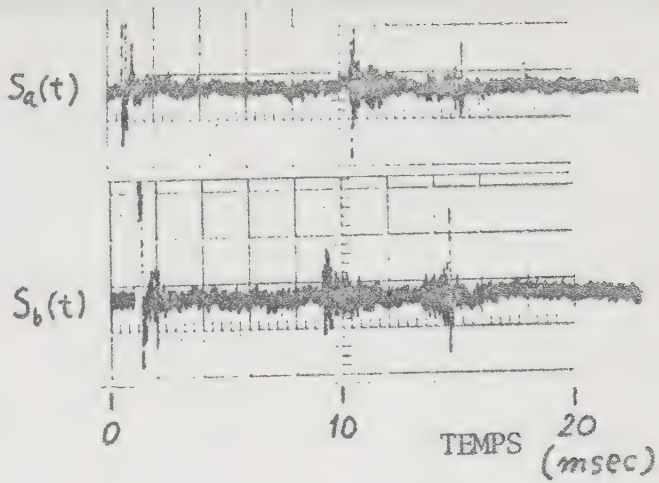
Fig.III.5 : EXEMPLES DE REPERAGE PAR ONDE PULSEE UNIQUE.

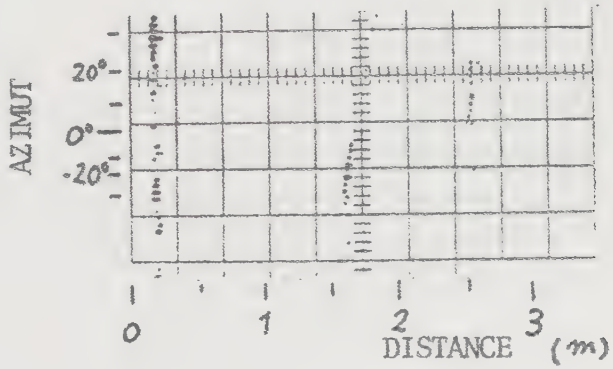

$S_a(t)$
$S_b(t)$
0
10
20
TEMPS (msec)

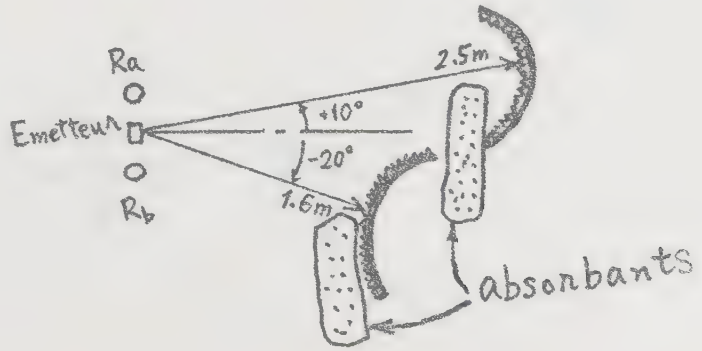

AZIMUT
20°
0°
-20°
0
1
2
3
DISTANCE (m)


Ra
Emetteur
Rb
2.7m
+10°
-20°
1.5m

(c)


$S_a(t)$
$S_b(t)$
0
10
20
TEMPS (msec)


AZIMUT
20°
0°
-20°
0
1
2
3
DISTANCE (m)


Ra
Emetteur
Rb
2.5m
+10°
-20°
1.6m
absorbants

(d)

Fig.III.5

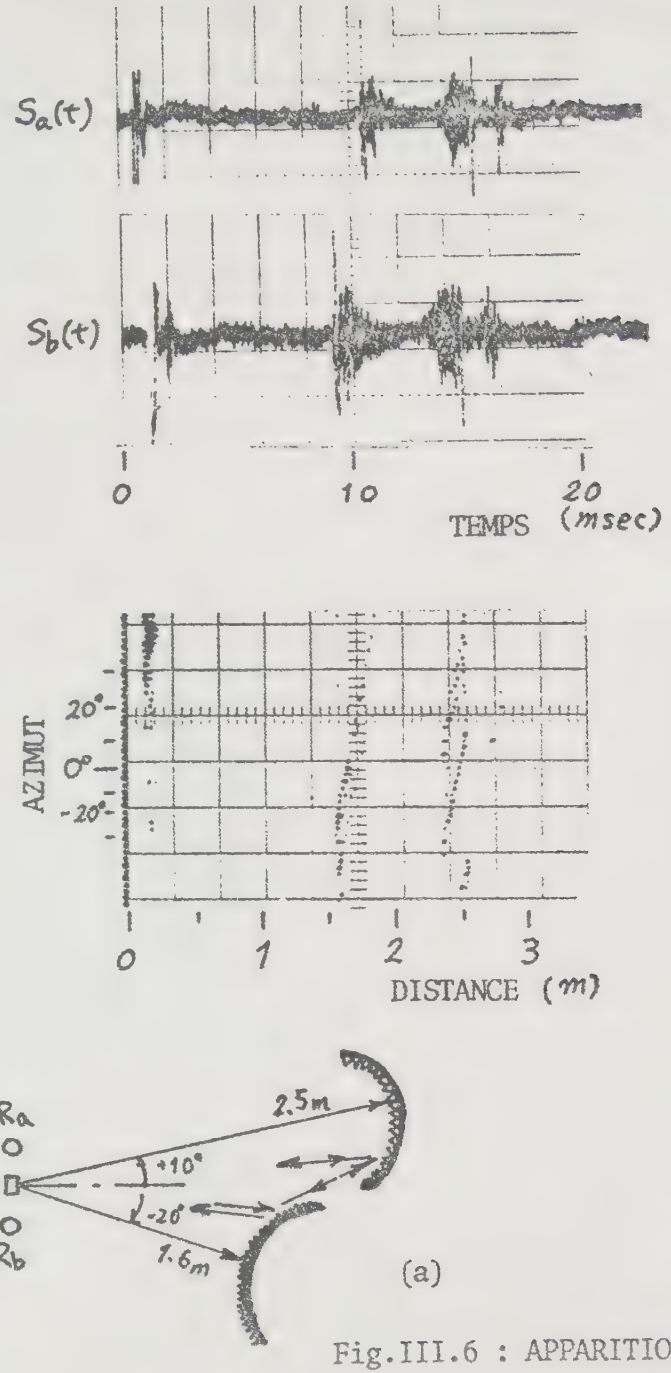
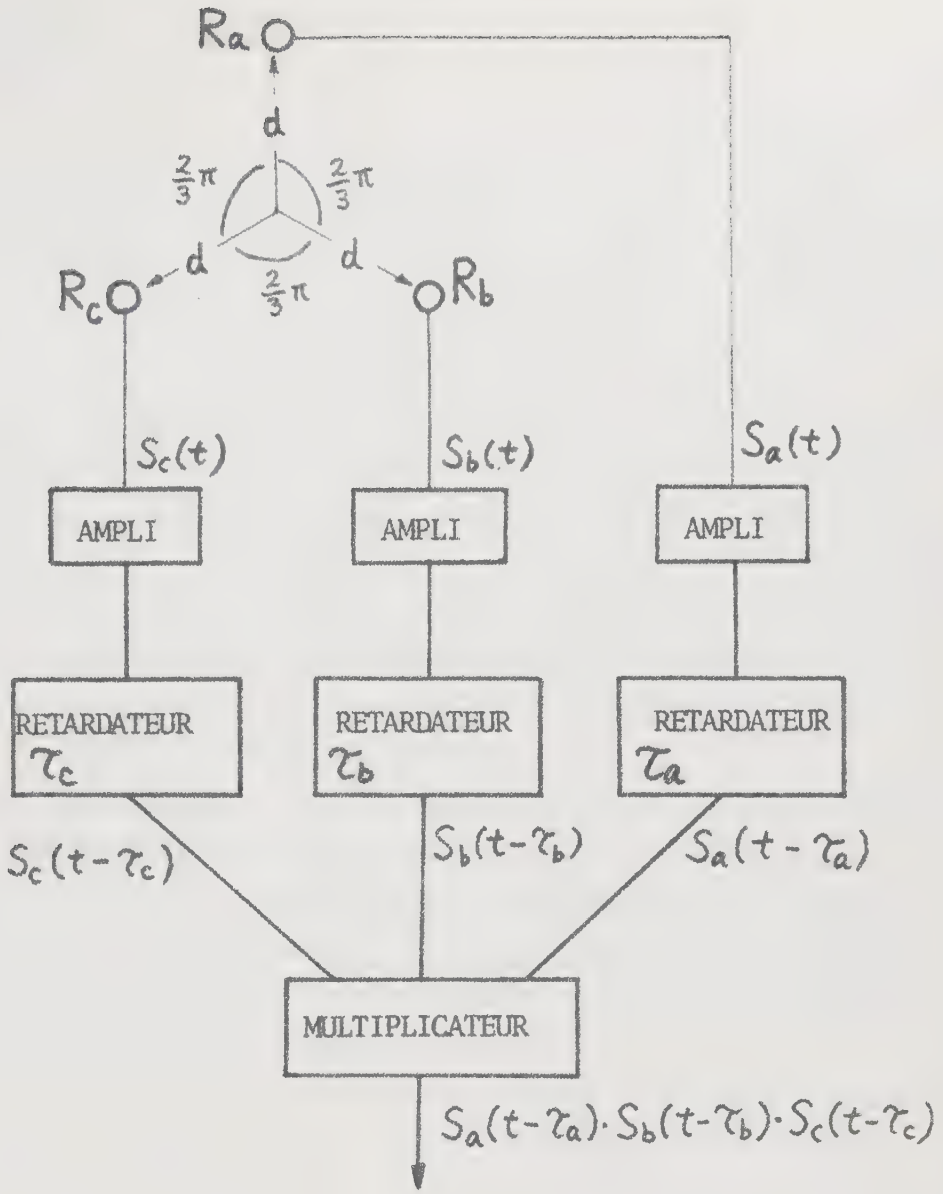


Fig.III.6 : APPARITIONS D'IMAGES FANTOMES.


Ra
d
2/3π
2/3π
d
d
2/3π
Rc
Rb
Sc(t)
Sb(t)
Sa(t)
AMPLI
AMPLI
AMPLI
RETARDATEUR
τc
RETARDATEUR
τb
RETARDATEUR
τa
Sc(t-τc)
Sb(t-τb)
Sa(t-τa)
MULTIPLICATEUR
Sa(t-τa)·Sb(t-τb)·Sc(t-τc)

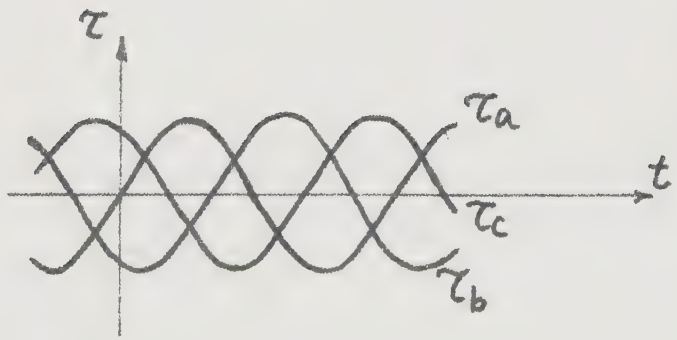

τ
τa
t
τc
τb

Fig. III.7

III.5.- CONCLUSION GENERALE -

Les expériences décrites dans ce chapitre montrent seulement que la réalisation d'un système de repérage par des ondes acoustiques pulsées est dans le domaine du possible. En fait il reste encore plusieurs problèmes importants à résoudre avant d'arriver aux applications pratiques, à la détection des objets mobiles ou à la reconnaissance de la forme des objets.

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent, on peut effectuer le repérage d'un objet fixe au moyen d'une émission acoustique pulsée unique.

Par exemple, on pourrait de cette façon repérer et identifier la configuration du fond de la mer. Cependant, pour la détection et l'étude du mouvement des objets mobiles tels que sous-marins, bancs de poissons, cordes vocales, organes vivants, on a besoin d'émissions répétées pour obtenir des repérages à différents instants. Il faudrait donc un dispositif plus rapide afin de pouvoir traiter un signal avant l'arrivée du signal suivant.

Pour les applications à l'acoustique sous-marine, il faut de plus disposer d'une source d'impulsions à répétition.

Quant au problème de reconnaître la forme de l'objet détecté, nous avons vu, dans le chapitre II, que la chose était possible théoriquement en employant des ondes pulsées. Mais la réalisation d'un système pratique de détection et d'identification reste du domaine de l'avenir.

x x x

VU ET PERMIS D'IMPRIMER

MARSEILLE, le 9 Juin 1972

Le Président,

F. BOREL.

-=- B I B L I O G R A P H I E -=-

{1} N.A.Roy & D.P.Frolov : Proceeding of the 3rd I.C.A., vol. 1, P.301 (1961)

{2} Y.Urabe, M.Matsuda & H.Haykawa : "Generation of High Intensity Underwater Sound Impulse by Exploding Wire", The Science and Engineering Review of Doshisha University, vol. 9, N° 3 (1968).

{3} M.Matsuda, Y.Urabe & I.Saito : "Exploding Wire as a Source of Underwater Sound Impulse", Proceeding of the 7th I.C.A., vol. 4, P. 613 Budapest (1971).

{4} R.G.Busnel : "Les systèmes sonars animaux", Tomes I & II, C.N.R.Z. (1966).

{5} R.G.Busnel : "Acoustic Behavior of Animals", Elsvier (1964).

{6} R.H.Cole : "Underwater Explosion", Dover (1948).

{7} D.E.Weston : "Underwater Explosions as Acoustic Source", Proc.Phys.Soc., London, vol. 76, P.233 (1960).

{8} T.Otani, W.Wakuda & Y.Urabe : "On the Directional Characteristics of Sound Impulse", The Science and Engineering Review of Doshisha University, vol. 7, N° 2 (1966).

{9} Z.Jagodzinski : "Transients in Directivity Patterns and their Influence on the Resolving Power in Echolocation Systems", Proceeding of the 7th I.C.A., P.593, Budapest (1971).

{10} J.Brillouin : "Rayonnement transitoire des sources sonores et problèmes connexes", Ann. Télécommun. Tome 5, n° 4, P.160-172 ; n° 5, P.179-194 (1950).

{11} A.Freedman : "Transient Fields of Acoustic Radiators", J.A.S.A., vol. 48, n° 1, P.135 (1970).

{12} Philip M.Morse & K.Uno Ingard : "Theoretical Acoustics", Mc Graw-Hill (1968).

{13} M.Jessel : "Cours d'Acoustique Générale", C.R.P. Marseille.

{14} M.Jessel : "Acoustique Théorique", Masson (à paraître).

{15} J.W.S.Rayleigh : "The Theory of Sound", Dover, (1945).

{16} J.A.Desanto : "Scattering from a Periodic Corrugated Surface", Part I, Part II Naval Research Laboratory, Washington, D.C. (1971).

{17} A.Fontanel & G.Grau : "Holographie acoustique impulsionnelle", Revue d'Acoustique N° 16, P.294 (1971).

{18} J.F.Croce-Spinelli, S.Larcher & J.Vernin : "Application d'une méthode originale d'identification à la détermination par écho sonar de la forme d'un obstacle sous-marin", Colloque national sur le traitement du signal et ses applications, Tome II, P.941 (1971).

{19} G.Dumery : "Sur la diffraction des ondes sonores par des grilles ou des réseaux d'obstacles", Acustica, vol. 18, n°6 (1967).

{20} T.Otani, I.Saito & Y.Urabe : "Analysis of Reflected Sound Impulse", Proceeding of the 6th I.C.A., L-1-6 (1968).

{21} I.Saito, Y.Urabe & T.Otani, "On the Directivity Control of Underwater Sound Receiving System", Proceeding of the 4th I.C.A. (1962).

{22} Y.Urabe & T.Otani : "Synthesis and Control of Receiving Directivity Utilizing the Time Difference of Signals", Journal of the Acoustical Society of Japan, vol. 19, N° 5 (1963).

{23} T.Otani, Y.Urabe & I.Saito : "An echo Sounding System Using an Impulsive Sound Source", Proceeding of the 7th I.C.A., P. 569, Budapest (1971).

{24} J.W.Horton : "Fundamentals of SONAR", U.S. Naval Institute (1957).

{25} D.G.Tucker : "Some Aspects of the design of strip arrays", Acustica, vol. 6, P. 403 (1956).

{26} V.G.Welsby & D.G.Tucker : "Multiplicative receiving arrays", J. Brit. I.R.E., vol. 19, P. 369 (1959).

{27} L.Guieysse & P.Sabathe : "Acoustique sous-marine", Dunod (1964).